

Conformación de haces láser de pulsos ultracortos para la optimización de la escritura de guías de onda en dieléctricos.

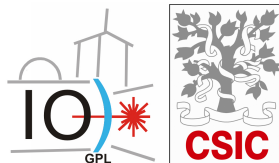
*Ultrafast laser beam shaping
for waveguide writing optimization
in dielectrics.*

Memoria presentada para optar al grado de Doctor en Física por:
Andrés Ferrer Moreu

Tesis codirigida por:
Prof. Javier Solís Céspedes
Dr. Jan Siegel

Tutor:
Cat. José García Solé

Departamento de Física de Materiales
Facultad de Ciencias
Universidad Autónoma de Madrid



Grupo de Procesado por Láser
Instituto de Óptica "Daza de Valdés"
Consejo Superior de Investigaciones Científicas (CSIC)

Septiembre de 2011

*a Julia y a Candela,
para cuando sepáis leer,
y para que entendáis por qué
no os he hecho todo el caso que merecéis
en vuestros primeros meses de vida*

Agradecimientos

No podría empezar este documento sin recordar al lector que en este trabajo han participado muchas personas. Cada una, a su manera. En este sentido tengo que empezar por mostrar mi profundo agradecimiento a mis directores de tesis. En primer lugar, Javier, gracias por esta oportunidad, con la que he descubierto el mundo de la óptica ultra-rápida, en el que me he perdido innumerables veces, pero que me ha resultado apasionante. Gracias sobre todo por haber mostrado siempre ese optimismo que te caracteriza, incluso cuando las cosas no nos han venido de cara, y sin el cual esta tesis habría sido mucho más dura. ¡Espero que se me haya contagiado algo de eso!

En segundo lugar y no por ello menos importante, ¡gracias Jan! Trabajar contigo ha sido un lujo, y aunque me cueste reconocerlo (y me haya quejado mil veces), gracias por tus “caprichitos”. En fin, qué te voy a contar que no sepas... Me has contagiado el gusto por la microscopía, por cuidar los detalles experimentales, por pensar antes de perder el tiempo... En general, gracias por abrirme la huella en la nieve. ¡Así todo en más fácil!

En tercer lugar, y tampoco por ello menos importante, ¡millones de gracias Alex! Por todo lo que he aprendido contigo. Al final, echando unas cuantas rápidas, hemos estado muchos, muchos cientos de horas juntos en el labo... Realmente no se me ocurre otro compañero mejor. No es sólo por todo lo que sabes, sino también por cómo lo transmites, por cómo afrontas los problemas y por tu buen humor que no cesa. Y cómo no, por las cervezas y risas tan buenas que nos echábamos después de cada jornada agotadora... Realmente me siento muy afortunado, gracias. También Dani, Héctor y Víctor, 21-eros de pata negra... Mis primeros pasos ultracortos fueron con vosotros y os encargasteis de darme una buena acogida (a pesar de la música de Héctor), gracias por esos momentos tan buenos.

Os debo mucho a todo el Grupo de Procesado por Láser y a todos os estoy agradecido, pero hay dos personas clave sin las que esta tesis no habría concluido (ni empezado): al Prof. José María Fernández Navarro, todo un ejemplo de científico, gracias por tu buen hacer con los retos vidrieros que te planteábamos; a la Prof. Rosalía Serna, gracias también por acogerme en tu proyecto (TEC2006-04538).

También al Dr. Carlos Dorronsoro, porque tu mente inquieta nos ha metido muchos líos, y algunos incluso han salido bien ;).

Esta tesis presenta muchos resultados que han sido posibles gracias al equipo de Zaragoza. En particular al Prof. Miguel Á. Rebolledo, al Dr. Juan Á. Valles, a José

Antonio Sánchez y, cómo no, a Víctor Berdejo. A todos vosotros muchas gracias por todo lo que habéis trabajado, por todo lo que me habéis enseñado, y por lo cercanos y accesibles que os habéis mostrado siempre.

I also feel very grateful for the opportunity that Prof. G. Cerullo and Dr. R. Osellame gave to me in their lab. Not only because I really learned a lot there in Milan, but also for their unconditional availability, because of so much help that they gave to me and because of their warm welcome. Also Shane, Toney, Nicola (aka “Chicho”), Giuseppe, Davide, Katya, Krishna, Nicola again... well, thanks a lot to all of you for your warm welcome, for the evenings in the “Birrificio Lambrate” and for the good time that we spent together.

I’d also like to thank to Dr. Edward J. Grace for his excellent code, and for so much time that he has dedicated to our research. And, of course, thanks to Alessia Pasquazi, whose experimental and theoretical results allowed us to test our simulation results.

Finalmente, quería agradecer al Dr. Daniel Jaque por su disponibilidad con su sistema de microfluorescencia confocal y por lo mucho que aprendimos aquellos largos días. También al Dr. Eugenio Cantelar que, aunque no se muestren los resultados, ha contribuido en las medidas activas en vidrios dopados con Nd^{3+} . Gracias.

Ya en el plano personal, he de decir que este el IO es un gran sitio para trabajar. La gente aquí es de lo mejor. En particular, gracias Lucie y Alberto por estar siempre ahí, por la alegría que nos contagias, por vuestro apoyo incondicional, por miles de cosas... Al “meloncín”, porque también estás ahí como un terrible dolor de muelas... jejeje no, en serio, esto no habría sido lo mismo sin ti, ya lo sabes más que de sobra (y no lo digo por las veces que nos ha tocado dormir juntos :/); a los viejunos y exiliados, Hectorito, Vincenzo, Reque, Ana, Rafa, Sara, Noe, Lourdes, Wojtek, Martín, Pablo, Antonio, Víctor, Jesús, Xavi, Josep ... cómo os hemos echado en falta, y qué cañas y qué risas nos echábamos (el sitio daba igual: Ironos, Santa Elena o el Gallego, todos han sido nuestra segunda casa); a Baraldi, por aguantarme en los momentos de más estrés, por soportar mis patadas al diccionario italiano y por ser un gran compañero; a Porti, por las risas que nos echamos siempre; a las nuevas generaciones del GPL, Roberta, Javi y Jesús; a Lore, por las miles de horas de labo, de fiesta, de esquí, de buenos ratos, risas y demás... ¡gracias! A Sergio, que siempre tienes las muestras apunto; a Johan y Rosalía, por muchas medidas y consejos; a Marcial, maestro del LabView, por lo mucho que has hecho por nosotros siempre; a Jose, que también haces un trabajo excelente en el pulido de las muestras, por muy difícil que te lo pongamos; a los visionarios en general (Pablo, Enrique, Sergio, ...), y a las nuevas generaciones en particular (ejem, María, miedo me das); a Judith, porque siempre traes risas, buen rollo, ánimos, perspectivas nuevas, buenos consejos... bueno, por muchas muchas cosas.

Al IOSA, ese experimento tan complicado pero tan bonito.

A los indignados por la investigación, porque todavía tenemos mucho que cambiar.

A los EC/DC-ianos, que habéis entendido que os fallara en estos últimos meses. A Alex, que te has adaptado conmigo a esta tesis y has cambiado de buena cara el Pirineo por Gredos, pero ya llega el invierno otra vez, y estoy seguro de que te vas

a recuperar pronto. A Lauris, Oscar y Leti, que habéis aceptado hacer barranquillos facilones pero próximos, y me habéis entendido y apoyado en todo momento. *Ar Joaqui*, siempre dando ánimos.

A Pablete, que te tengo descuidado... pero esto ya termina. Tiembla.

A Paolo, por tantas y tantas risas que nos echamos juntos.

A las y los pelaires, siempre dando ánimos, sois imprescindibles.

A Gemita, gracias. No me cabría en este libro explicarlo todo.

Finalmente, lo mas importante, a la familia. La cercana, la Ferrer y la Moreu. Todos me habéis apoyado y animado muchísimo (y también alimentado). A las tías, de Huesca, Barcelona y Madrid. A Juan y Luis, porque con vosotros me he reconciliado con la nieve. Por supuesto a Boli, has sido un pilar fundamental, siempre. A Lore y Juan, porque sois una referencia cada vez que pierdo el norte. A la abuela, porque sí. A mis padres, por vuestro apoyo absoluto e incondicional, siempre, en todos los aspectos, gracias.

Madrid, 8 de septiembre de 2011

Andrés Ferer Moreu

Índice general

Agradecimientos	v
Notación	xiii
1. Introducción	1
1.1. Estado del arte	2
1.2. Motivación, objetivos y metodología	5
1.3. Estructura y organización	7
2. Fundamentos físicos del procesado de materiales dieléctricos median- te pulsos ultracortos	9
2.1. Introducción	10
2.2. Excitación	11
2.2.1. Ionización multifotónica	11
2.2.2. Ionización por efecto túnel	12
2.2.3. Ionización por impacto e ionización por avalancha	12
2.2.4. Contribución de los portadores libres al índice de refracción	14
2.3. Relajación	15
2.3.1. Interacciones portador-portador y portador-fonón	16
2.3.2. Generación de defectos	16
2.4. Régimenes de procesado	17
2.4.1. Régimen de Alta Frecuencia de Repetición (AFR)	17
2.4.2. Régimen de Baja Frecuencia de Repetición (BFR)	19
2.5. Origen del cambio de índice	20
2.5.1. Sílice vítrea	20
2.5.2. Vidrios de fosfato	21
2.5.2.1. Cambio en la polarizabilidad en vidrios de fosfato	21
2.5.2.2. Cambio en la densidad en vidrios de fosfato	22
2.6. Propagación lineal	23
2.6.1. Volumen focal en el seno de un material	23
2.6.2. Aberración esférica	25
2.7. Propagación no lineal	28
2.7.1. Índice de refracción no Lineal	28
2.7.2. Automodulación de fase	29
2.7.3. Autoenfoque no lineal y filamentación	30

3. Técnicas experimentales y de modelización	33
3.1. Sistema de escritura de guías de onda	34
3.1.1. Descripción general	34
3.1.2. Sistemas láser de pulsos de femtosegundos	36
3.1.2.1. Sistema de BFR	36
3.1.2.2. Sistema de AFR	38
3.1.3. Sistemas de conformación espacial del VF	40
3.1.3.1. Conformación del perfil de intensidad (elipticidad)	40
3.1.3.2. Conformación del frente de onda (astigmatismo)	40
3.1.3.3. Conformación mediante astigmatismo y elipticidad	46
3.1.4. Lentes de irradiación utilizadas	46
3.1.5. Sistema de imagen de emisión de plasma	48
3.2. Caracterización de guías de onda	49
3.2.1. Propiedades pasivas	50
3.2.1.1. Modos guiados y pérdidas pasivas	50
3.2.1.2. Contraste de índice	53
3.2.1.3. Microscopía óptica de luz blanca	54
3.2.2. Propiedades activas	55
3.2.2.1. Ganancia	55
3.2.2.2. Microfluorescencia confocal	57
3.3. Fabricación de vidrios	57
3.4. Caracterización de vidrios	58
3.4.1. Análisis composicional: PIXE y FRX	58
3.4.2. Espectroscopía de absorción	59
3.4.3. Caracterización de las propiedades ópticas no lineales	61
3.5. Métodos de modelización	62
3.5.1. Modelización del VF en presencia de PNL	62
3.5.2. Modelización del VF en presencia de astigmatismo	63
3.5.3. Modelización de las propiedades activas de guías de onda	63
3.6. Relación de muestras	64
4. Optimización de la escritura de guías de onda a BFR (I): conformación del perfil de intensidad	67
4.1. Conformación del VF mediante el perfil de intensidad: elipticidad	68
4.2. Efecto de los parámetros básicos en las guías de onda	72
4.2.1. Tamaño de la apertura: elipticidad del haz	72
4.2.2. Profundidad de escritura: contribución de la aberración esférica	75
4.2.3. Material	76
4.3. Efectos de la propagación no lineal	78
4.3.1. Profundidad de escritura: contribución de la fase no lineal	80
4.3.2. Potencia de pico: energía por pulso	81
4.3.3. Potencia de pico: duración de pulso	83
4.3.4. Polarización	85
4.3.5. Discusión sobre la filamentación	88

4.4. Minimización de la PNL	91
4.4.1. Optimización de la duración de pulso	91
4.4.2. Optimización de la energía por pulso	93
4.5. Guías de onda optimizadas: barrido múltiple	96
4.5.1. Profundidad elevada ($z=1.56$ mm)	96
4.5.2. Profundidad baja ($z=100$ μ m)	98
4.6. Origen del contraste de índice en guías de onda	101
4.7. Resumen y conclusiones	107
5. Optimización de la escritura de guías de onda a BFR (II): conformación del frente de onda	109
5.1. Introducción	110
5.2. Descripción del frente de onda	111
5.3. Conformación del VF mediante el FO: astigmatismo	113
5.3.1. Generalidades sobre el astigmatismo	113
5.3.2. Modelo ABCD-1, para haces gaussianos astigmáticos	115
5.3.2.1. Parametrización del astigmatismo	115
5.3.2.2. Modelización del experimento	117
5.3.3. Comparación experimento-modelo: efecto de \mathbf{a}_2^2 en el VF	117
5.4. Conformación del VF por astigmatismo y elipticidad	121
5.4.1. Generalidades sobre el astigmatismo y la elipticidad	121
5.4.2. Modelo ABCD-2, para haces gaussianos astigmáticos aperturados	124
5.4.3. Comparación experimento modelo: efecto de \mathbf{a}_2^2 y \mathbf{d}_0 en el VF .	126
5.5. Resumen y conclusiones	130
6. Optimización de la escritura de guías de onda a AFR	133
6.1. Vidrio de fosfato	134
6.1.1. Fabricación y caracterización	134
6.1.2. Caracterización activa: amplificador óptico	138
6.2. Vidrio de telurito	139
6.2.1. Fabricación a 1 MHz	141
6.2.2. Fabricación a 250 kHz	143
6.3. Resumen y conclusiones	145
7. Conclusiones	147
Apéndices	
A. Procesado de imágenes modales (ImageJ)	153
A.1. Solapamiento modal	153
A.2. Perfiles modales	158
A.3. Archivos fuente	160

B. Simulaciones de propagación no lineal: GAFFE	161
B.1. Introducción	162
B.2. Propagación en un medio no lineal	164
B.3. GAFFE	166
B.3.1. Propagación puramente lineal	166
B.3.2. Efectos de la propagación no lineal	168
B.3.3. Efectos de la absorción no lineal	170
B.4. Ejemplo realista	171
B.5. Archivos fuente	172
C. Modelos ABCD para la propagación lineal de haces astigmáticos (Maple)	173
C.1. Modelo ABCD-1	173
C.2. Modelo ABCD-2	176
C.3. Archivos fuente	182
D. Publicaciones y trabajos asociados a esta tesis	183
English translation	
Chapter 1: Introduction	191
1.1. State of the art	192
1.2. Motivation, objectives and methodology	195
1.3. Structure and organization	196
Chapter 7: Conclusions	199
Bibliografía	203

Notación

α	Polarizabilidad del material, página 20
α_{ia}	Coefficiente de ionización por avalancha, página 13
ΔS_y	Anchura de la apertura rectangular, página 70
ΔS_y^{opt}	Anchura óptima de apertura rectangular para unas condiciones determinadas de profundidad y apertura numérica, página 74
Δt	Duración temporal de un pulso ultracorto, página 81
ϵ_0	Permitividad dieléctrica del vacío, página 12
η	Parámetro de semejanza entre modos guiados o <i>mode mismatch</i> , página 51
η^{av}	Tasa de ionización por avalancha, página 13
γ	Parámetro adiabático o de Keldysh, página 12
κ	Difusividad térmica, página 18
ω	Frecuencia óptica angular del láser, página 12
ω_0	Semi-anchura mínima o cintura del haz, página 23
ω_p	Frecuencia característica del plasma, página 14
$\phi(\rho, \theta)$	Frente de onda del haz en coordenadas polares, página 111
ρ	Densidad del material, página 20
σ_k	Sección eficaz de absorción de orden k , página 11
τ	Tiempo de <i>scattering</i> de los portadores libres, página 14
τ_{rel}	Tiempo de <i>enfriamiento</i> del material hasta la temperatura ambiente, página 17
\vec{v}	Velocidad a la que se escribe una guía de ondas. Durante esta tesis la velocidad siempre es a lo largo del eje X (\vec{v}_x), página 72
a_n^m	Coefficiente del polinomio de Zernike de orden (n, m) , página 111
D	Espesor del disco focal en el procesado mediante conformación del VF por elipticidad, página 72
E	Energía, página 81

e	Carga del electrón, página 12
E_g	Intervalo de energías prohibido, <i>bandgap</i> , página 5
f	Frecuencia de repetición del láser de procesado, página 18
I	Intensidad del láser $[W \cdot m^{-2}]$, página 11
K	Parámetro de transferencia de potencia, página 52
L_E	Separación entre redes de difracción en la etapa expansora del amplificador regenerativo, página 37
L_{Th}	Longitud de difusión térmica, página 18
m^*	Masa reducida del electrón, página 12
n	Índice de refracción del medio, página 12
n_2^{\odot}	Índice de refracción no lineal para polarización circular, página 29
n_2^{\perp}	Índice de refracción no lineal para polarización lineal, página 28
n_c	Densidad crítica de plasma, página 14
n_e	Densidad de portadores libres, página 14
NA	Apertura numérica, página 24
P^{pico}	Potencia de pico de un pulso, página 10
RA	Relación de aspecto, definida como el cociente entre la dimensión característica horizontal (Z) y la vertical (generalmente Y), página 25
T_g	Temperatura de transición vítrea, página 58
v	Velocidad a la que se desplaza la muestra durante la escritura de una guía de ondas, página 18
z	Profundidad en la muestra a la que se escribe una guía de ondas, página 26
z_0	Longitud de Rayleigh o semi-parámetro confocal, página 24
$Z_n^m(\rho, \theta)$	Polinomio de Zernike de orden (n, m) , página 111
AFR	Alta frecuencia de repetición, página 4
BC	Banda de conducción, página 10
BFR	Baja frecuencia de repetición, página 3
BV	Banda de valencia, página 10
DFWM	Mezclado de cuatro ondas degenerado, por <i>Degenerate Four Wave Mixing</i> , página 61
ESNL	Ecuación de Schrödinger no lineal, página 78
FO	Frente de onda, página 34

FRX	Fluorescencia de rayos X, página 58
fs	Femtosegundo/s, página 2
fs	Femtosegundo/s, página 10
FWHM	Anchura a mitad de máximo (<i>Full Width Half Maximum</i>), página 53
LC-SLM	Modulador espacial de luz de tipo cristal líquido por <i>Liquid crystal spatial light modulator</i> , página 41
LCD	Pantalla de cristal líquido por <i>Liquid crystal display</i> , página 42
MPI	Ionización multifotónica o <i>multiphoton ionization</i> , página 11
NLC	Cristal líquido nemático por <i>Nematic liquid crystal</i> , página 42
PIXE	Emisión de rayos X inducidos por partículas por <i>Particle Induced X-Ray Emission</i> , página 58
PL	Fotoluminiscencia, página 57
PNL	Propagación no lineal, página 5
PV	Pico-Valle, página 111
S-H	Sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann, página 41
SESAM	espejo semiconductor de absorción saturable por el inglés <i>semiconductor saturable absorber mirror</i> , página 38
SLM	Modulador espacial de luz por <i>Spatial Light Modulator</i> , página 41
SPM	Automodulación de fase, página 30
UC	Upconversion, página 57
VFR	Volumen Focal Real (zona en la que se deposita la energía del haz), página 82
WDM	Multiplexor de longitud de onda, página 50

En este capítulo se realiza una breve revisión del estado del arte, identificando los aspectos científicos y técnicos que han motivado este trabajo de tesis y que son la base de los objetivos que se ha planteado alcanzar. A continuación se describe la metodología utilizada para la consecución de dichos objetivos. Finalmente se describe la estructura de este manuscrito.

1.1. Estado del arte

La invención del láser en 1960 [Mai60] supuso un enorme impulso para el estudio de la interacción entre la luz y la materia [Kel65]. Los láseres permitieron alcanzar densidades de potencia óptica sin precedentes, abriendo el camino al rápido desarrollo de la óptica no lineal, con trabajos pioneros en generación de armónicos como los de Franken [FHPW61] o Bloembergen [ABDP62]. Otros fenómenos no lineales, como el autoenfoco no lineal [She75, Mar75] o la filamentación [YB72], y su relación con las propiedades del medio en el que se propaga [YB72] fueron asimismo objeto de estudio mediante el uso de fuentes láser.

El posterior desarrollo de los amplificadores ópticos de tipo CPA (por *Chirped Pulse Amplification*) permitió la generación de pulsos con potencias de pico mayores que el GW [SM85]. Esto supuso una auténtica revolución tanto en el ámbito de la óptica no lineal como del procesamiento de materiales. Con estas potencias de pico es posible inducir de forma extremadamente eficiente procesos de absorción multifotónica, lo que abrió la puerta al procesamiento por láser de materiales dieléctricos.

El procesamiento de estos materiales con pulsos ultracortos se caracteriza por un acoplamiento de energía basado en procesos de ionización multifotónica y avalancha de carga [IWS92, DLK⁺94, SFR⁺95, vdLS96, SFH⁺96a, MQG⁺04], seguidos por la relajación del plasma generado mediante diferentes mecanismos [SFH⁺96b, SFR⁺95, SPG⁺07] que desembocan en una modificación estructural del material. Estos mecanismos permiten el procesamiento de materiales dieléctricos tanto en superficie, como en el seno del material. En este último caso, si el láser pulsado es enfocado bajo la superficie del material es posible generar una modificación estructural limitada a una pequeña región en torno al foco, donde la densidad de potencia es suficientemente elevada como para desencadenar los procesos de ionización anteriormente mencionados.

Este principio fue utilizado en 1996 simultáneamente por los grupos de Hirao [DMSH96] y Mazur [GMH⁺96], demostrando que, tras enfocar un haz de pulsos de femtosegundos (fs) en el seno de un material dieléctrico transparente (sílice), podía obtenerse una modificación local permanente del índice de refracción en el foco de la zona irradiada. Explotando este hecho, Davis y colaboradores [DMSH96] fabricaron la primera guía de ondas (en el seno de un material) por escritura directa mediante un láser pulsado de fs. Para ello, trasladaron la muestra respecto al foco, generando así una traza en el material en la que se había conseguido un contraste positivo de índice de refracción, y en la que se podía acoplar y propagar luz.

A partir de ese momento, la técnica de escritura directa de guías de onda mediante láseres de fs se extendió a otros materiales vítreos y cristalinos (clacogenuros, fluoruros, fosfatos, niobato de litio...) [HM98, COT⁺02, NH06]. Debe indicarse que no en todos los casos la escritura de guías de onda se ha producido mediante un contraste positivo de índice, sino que en aquellos materiales en los que se produce una depresión de índice, la técnica habitual es la de fabricar dos canales paralelos entre los cuales se confina y guía la luz [BGNT06].

A pesar del éxito de esta técnica, debe destacarse que la fabricación de guías de onda de buenas prestaciones no está exenta de problemas. En primer lugar, el contraste de índice de refracción inducido depende del material y de las condiciones de procesado, no siendo posible en todos los casos la generación de guías en ausencia de daño estructural. Si bien la producción de marcas dobles permite generar guías de onda en gran variedad de materiales, estas estructuras no son adecuadas como base para la fabricación de dispositivos complejos o multiplexados. Junto a ello debe tenerse en cuenta que la forma del VF está condicionada por diferentes procesos de interacción no lineal, que no siempre son controlables hasta el nivel deseado. Incluso en condiciones de baja no-linealidad, las propias características del VF lineal y la aparición de aberraciones dificultan la producción de guías de onda de perfil circular.

Este último problema del volumen focal en régimen lineal ha recibido diversas soluciones, de entre las que destaca la propuesta por Osellame y colaboradores [OTC⁺02, COT⁺02, OTM⁺03], conocida como *astigmatic shaping*. La misma se basa en la utilización de un haz de perfil simetría elíptica, para lo cual se hace uso de un telescopio cilíndrico. Mediante esta técnica se consiguieron fabricar guías de onda con una sección transversal simétrica a profundidades de $\sim 100 \mu m$. Posteriormente se ha reportado otra técnica, la conformación por apertura (o *slit shaping*) [CSM⁺03] la cual, utilizando principios similares al *astigmatic shaping*, permite la fabricación guías de onda de perfil transversal circular. Con este método se escribieron guías de onda de perfil transversal simétrico a profundidades de hasta $400 \mu m$ [AMSW05].

Hasta entonces, la fabricación de guías de onda en dieléctricos (mediante láseres de fs) se había realizado mayoritariamente en lo que se conoce como régimen de baja frecuencia de repetición (BFR, típicamente $\sim 1 - 200$ kHz). En este régimen, la modificación del material se produce por el efecto de cada pulso de forma individual, ya que la combinación de parámetros experimentales (principalmente la velocidad de escritura, la frecuencia de repetición del láser y potencia de pico de los pulsos de irradiación) permite el enfriamiento completo del material en el VF entre pulsos con-

secutivos. El desarrollo de los láseres y amplificadores, y en particular aquellos basados en fibra dopada con Yb (que permiten potencias de pico y frecuencias de repetición elevadas), permitió acceder a un nuevo régimen de procesado, el régimen térmico (e híbrido) o de alta frecuencia de repetición (AFR, típicamente ~ 100 kHz – 1 MHz) [EZH05, SAEH05]. En este régimen, la modificación del material está acompañada (híbrido) e incluso dominada (térmico) por los efectos de acumulación térmica generada por numerosos pulsos consecutivos.

El disponer de técnicas avanzadas para controlar y adaptar la forma del VF, así como la disponibilidad de diversos regímenes de procesado ha permitido la fabricación de dispositivos fotónicos complejos (activos y pasivos) de prestaciones comparables a los producidos por otras técnicas (como por ejemplo intercambio iónico, ver por ejemplo [VOL09] donde se muestra una comparación en dispositivos activos). En las siguientes referencias se hace una descripción muy completa de los logros alcanzados mediante esta técnica: [GM08], [AMD⁺09] y [VOL09].

En el campo de los dispositivos activos, Sikorski y colaboradores reportaron el primer amplificador óptico basado en una guía de ondas escrita por láser de fs [SSB⁺00] (en un vidrio de silicato dopado con Nd). Osellame y colaboradores demostraron, por primera vez, la escritura de guías de onda activas (en un vidrio de fosfato dopado con Er^{3+} e Yb^{3+}) que presentaban ganancia interna [OTC⁺02], el primer láser en guía de ondas [TVO⁺04] (a 1533.5 nm) y un amplificador sobre toda la banda C (1530 - 1565 nm) de comunicaciones ópticas [VOC⁺05]. Posteriormente, mediante la escritura directa por láser de fs se ha reportado acción láser con pendientes tan notorias como del 60 % y el 70 % en guías de onda fabricadas en Nd:YAG y Nd : GdVO₄, respectivamente [TRB⁺08, TRC⁺10].

Asimismo se han reportado numerosos dispositivos pasivos. A modo de ejemplo, pueden encontrarse divisores de potencia bidimensionales (1x2 en Y) [HWGB99] y tridimensionales (1x3) [NWBT03]. También se han reportado acopladores direccionales bidimensionales [SB01] y tridimensionales [KSI⁺05], interferómetros Mach-Zehnder bidimensionales [MKIF02] y tridimensionales [CGN⁺10], así como redes de Bragg [MDKB04].

Una de las aplicaciones más recientes del procesado no lineal de dieléctricos mediante láseres pulsados de fs, es la fabricación de chips para opto-fluídica. La técnica de fabricación se basa en irradiar una región del material, con el fin de debilitarlo estructuralmente. Posteriormente el material se ataca químicamente, siendo la velocidad del ataque más rápida en la zona irradiada, dando lugar a la creación de un

microcanal. La integración de este tipo de microcanales con otros dispositivos activos y/o pasivos da lugar a una gran variedad de sensores [BVB⁺10].

El procesamiento de dieléctricos transparentes mediante escritura directa por láser de fs es por tanto una técnica muy versátil, con la que se han reportado multitud de dispositivos basados en guías de onda. Además, debido a que la modificación del material se realiza, en principio, únicamente en una pequeña región en torno al foco, es una herramienta excelente para fabricar dispositivos 3D compactos. Esto facilita la creación de chips fotónicos de complejidad creciente inscritos con una densidad cada vez mayor de dispositivos. Sin embargo, para explotar la potencial capacidad de fabricar chips de densidad creciente en dispositivos, es necesaria la inscripción de los mismos a profundidades cada vez mayores, mientras que la mayor parte de los dispositivos anteriormente mencionados se han irradiado a profundidades de entre 100 y 400 μm . Esto, junto a las limitaciones derivadas del control de los efectos de propagación no lineal, son probablemente los problemas que más limitan la aplicación de la escritura directa en dieléctricos mediante procesamiento con pulsos de femtosegundos.

1.2. Motivación, objetivos y metodología

Como hemos mencionado, la escritura directa de guías de onda y dispositivos fotónicos en materiales dieléctricos no está todavía exenta de problemas. En particular, el requerimiento de explotar la capacidad de esta técnica para fabricar dispositivos a profundidades crecientes (con el ánimo de generar chips fotónicos densos y compactos) presenta inconvenientes asociados a la presencia de aberraciones y a la propagación no lineal (PNL) que sufre el haz de irradiación. Los efectos de la PNL (como el autoenfoco no lineal [FdICP⁺10] o la filamentación [GPS⁺08]) son, en general, tanto mayores cuanto mayor es la profundidad de procesamiento (debido a la acumulación de fase no lineal) y cuanto mayor es el índice de refracción no lineal. Además, en función del intervalo de energías prohibido (E_g , *bandgap*) del material y de las condiciones de procesamiento, es común la aparición de efectos de *agotamiento pre-focal* (*pre-focal depletion*, [RNC05]) como una fuente adicional de deformación del volumen focal, aumentando considerablemente el tamaño de la zona modificada por la irradiación.

Por ello, la fabricación de guías de onda a profundidades elevadas, y/o en materiales altamente no lineales con valores de E_g moderados, en general desemboca en regiones modificadas de gran tamaño. En ocasiones, la zona modificada por la irra-

diación llega a ser ordenes de magnitud mayor que el propio modo guiado de la guía fabricada. Estos efectos son incompatibles con la fabricación de dispositivos densos, compactos y de buenas prestaciones. Partiendo de esta base, los objetivos de esta tesis se centran tres puntos principales:

1. Estudiar y reducir los efectos de la PNL durante la escritura de guías de onda, con el fin de producir guías de onda simétricas y de buenas prestaciones.
2. Estudiar la viabilidad de diferentes estrategias de conformación espacial del haz de irradiación para la escritura directa de guías de onda con láser de fs, con el fin de generar estructuras de perfil transversal simétrico.
3. A partir de los puntos anteriores, se pretende demostrar la viabilidad de escribir guías de onda de buenas prestaciones en vidrios con alto índice de refracción lineal y no lineal.

La consecución de estos objetivos se ha perseguido a través del estudio de diversos materiales. En primer lugar se estudian los efectos de los parámetros básicos de irradiación sobre un material bien conocido como es la sílice. Este material presenta índices de refracción (lineal y no lineal) bajos, y un intervalo de energía prohibidas (E_g) elevado, lo que reduce los efectos del *agotamiento pre focal*. Por estos motivos la sílice se presenta como un material muy adecuado para realizar una puesta a punto del montaje experimental, así como un estudio inicial sobre la influencia de los parámetros básicos para la escritura de guías de onda.

A continuación, el estudio se centra en un grupo de materiales con mayor interés tecnológico, los vidrios de fosfato (dopados con diversas concentraciones de Er^{3+} e Yb^{3+}). Este material presenta índices de refracción (lineal y no lineal) comparables a los de la sílice, sin embargo su E_g es menor. Este hecho aumenta notoriamente los efectos perjudiciales para la fabricación de guías de onda derivados del *agotamiento pre focal*. En esta tesis se explota este fenómeno para estudiar, comprender y eliminar los fenómenos derivados de la PNL durante la escritura de guías de onda. En estos materiales también se estudian e implementan nuevas técnicas de conformación espacial del haz de irradiación, basadas en elementos ópticos adaptativos, que pretenden abrir la puerta a nuevas formas dinámicas y de mayor flexibilidad para controlar las propiedades de las guías de onda, en particular, su sección transversal.

De forma alternativa a la conformación espacial del haz de irradiación, se ha analizado también la utilización del procesado en régimen de AFR, tanto para mejorar

las prestaciones de las guías producidas a BFR (haciendo uso de los efectos de acumulación térmica, en vidrios de fosfato), como para demostrar la viabilidad de producir guías de onda de buenas prestaciones en materiales altamente no lineales (vidrio de telurito dopado con Nd^{3+}).

1.3. Estructura y organización

El manuscrito de tesis se ha dividido en 7 capítulos y 3 apéndices.

En el Capítulo 2 se presenta una revisión de los procesos físicos involucrados en el procesamiento de materiales dieléctricos mediante pulsos láser de fs, tanto los relativos a la interacción entre el láser y el material, como los relativos a la modificación local del mismo. En particular se revisan los mecanismos subyacentes a la modificación del índice de refracción en sílice vítrea y vidrios de fosfato. Asimismo se presentan las nociones de propagación lineal y no lineal de interés para la fabricación de guías de onda.

El Capítulo 3 describe el conjunto de técnicas experimentales utilizadas durante el desarrollo de esta tesis. Estas engloban los montajes para la escritura de guías de onda incluyendo los láseres de irradiación utilizados, así como los montajes y técnicas necesarias tanto para la caracterización de las guías de onda fabricadas, como de los vidrios utilizados y fabricados. En el capítulo se describen también las técnicas de modelización empleadas, detalladas en los apéndices.

En el Capítulo 4 se muestran resultados de guías de onda producidas en sílice y en vidrios de fosfato. Se estudian de forma sistemática los diversos parámetros involucrados en la escritura de guías de onda, mediante conformación espacial por perfil de intensidad y a baja frecuencia de repetición. De esta forma se establecen relaciones consistentes entre estos parámetros y sus efectos sobre la PNL en el material. Identificados los importantes efectos nocivos de la PNL, se proponen y aplican estrategias para mitigar dichos efectos, obteniendo guías de onda de buenas prestaciones pasivas y activas. Adicionalmente se presenta un estudio que clarifica el origen del contraste de índice en las guías de onda fabricadas en un vidrio de fosfato en estas condiciones.

El Capítulo 5 presenta una propuesta alternativa para la conformación espacial del haz de irradiación, destinada a la obtención de guías de onda de sección transversal simétrica, mediante elementos que permiten una conformación espacial dinámica del haz de irradiación. Con este objeto, se ha implementado un sistema de óptica adap-

tativa y se han propuesto diversas estrategias de conformación (basadas en modelos numéricos), analizando sus problemas asociados. De esta forma se ha logrado producir guías de onda con sección transversal simétrica en vidrios de fosfato mediante conformación por elementos activos.

Para la obtención de los resultados del Capítulo 6, se ha implementado un sistema experimental, basado en un láser amplificado de alta frecuencia de repetición, que permite acceder al régimen térmico (e híbrido) de fabricación de guías de onda. De esta manera se ha estudiado y optimizado el comportamiento de un vidrio de fosfato bajo procesado en este régimen. Asimismo, se ha estudiado y optimizado el procesado de un vidrio (de telurio) con altos índices de refracción (lineal y no lineal).

Finalmente, en el Capítulo 7 se presenta un resumen de los resultados principales y conclusiones globales del trabajo.

En los apéndices (A, B y C) se detallan los cálculos, modelos y simulaciones utilizadas durante el desarrollo de la tesis. El Apéndice A se centra en el procesado de imágenes; el Apéndice B detalla las particularidades de las simulaciones realizadas para reproducir el VF en presencia de PNL en las condiciones experimentales y el Apéndice C muestra los cálculos realizados mediante dos modelos diferentes para describir el VF en presencia de astigmatismo.

Fundamentos físicos del procesamiento de materiales dieléctricos mediante pulsos ultracortos

En este capítulo se presenta una revisión de los procesos físicos involucrados en el procesamiento de materiales dieléctricos mediante láseres de fs, tanto los relativos a la interacción entre el láser y el material, como los relativos a la consiguiente modificación del mismo.

En particular se revisan los mecanismos subyacentes a la modificación local del índice de refracción para dos de los materiales utilizados: sílice y vidrios de fosfato. Asimismo se presentan las nociones de propagación lineal y no lineal de interés para la fabricación de guías de onda.

2.1. Introducción

Durante el desarrollo de esta tesis se ha trabajado con materiales dieléctricos, en particular con vidrios. De forma simplificada, los dieléctricos son materiales caracterizados por presentar bandas de valencia (BV) y de conducción (BC), separadas por una *zanja* de energía (*bandgap*, en lo sucesivo E_g) con una frecuencia óptica equivalente $\nu_{eq} = E_g/h$, siendo h la constante de Planck. Así pues, este material es transparente a frecuencias $\nu_0 < E_g/h$, de forma que un haz de baja intensidad y frecuencia ν_0 no sufre absorción al atravesarlo.

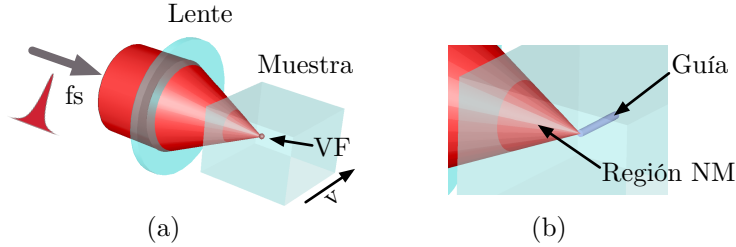


Figura 2.1: (a) Esquema de la escritura de una guía de ondas con un láser de femtosegundos. VF es el volumen focal, zona en la que se produce la modificación. (b) Detalle de la zona en la que se produce la modificación, en la que se está generando una guía de ondas al desplazar la muestra a una velocidad constante (v). Se muestra la zona que no sufre modificación (Región NM) localizada antes del VF.

El procesado de dieléctricos transparentes mediante pulsos ultracortos se basa en la absorción no lineal que experimenta el material debido a la elevada potencia de pico (P^{pico}) de los pulsos. En particular, si enfocamos un haz láser pulsado en el régimen de femtosegundos (fs) bajo la superficie de un material dieléctrico transparente, puede ocurrir que únicamente en la zona del volumen focal (VF) se alcance una densidad de potencia suficiente para generar absorción no lineal. Así, el material puede ver modificadas localmente algunas de sus propiedades. En particular, bajo ciertas condiciones de procesado, puede aumentarse localmente el índice de refracción en el VF. Al desplazar la muestra (por ejemplo en una dirección perpendicular al eje del haz láser, ver Figura 2.1), se genera un *canal* de material modificado con un índice superior al de su entorno, dando lugar a la generación de una guía de ondas.

2.2. Excitación

En la sección anterior se ha establecido que cuando un haz poco intenso se propaga por un dieléctrico transparente, no se produce absorción. En cambio, si se dispone de un haz con una densidad de potencia suficientemente elevada, pueden inducirse diferentes procesos (altamente improbables a baja intensidad) que exciten electrones de la BV a la BC. Dichos procesos son principalmente la *ionización multifotónica*, la *ionización por efecto túnel* y la *ionización por avalancha*. Por ser en su mayoría procesos no lineales, es necesario un elevado número de fotones por unidad de tiempo y volumen para que ocurran. Estas densidades de potencia se alcanzan típicamente mediante haces pulsados en el régimen de fs. De hecho, es posible inducir estos procesos de excitación no lineal enfocando el haz en el seno del material, de forma que sólo sean relevantes en el VF. En estas condiciones, en el VF se excita un plasma de electrones cuyas características dependerán principalmente de la densidad de potencia empleada. A continuación se muestra una descripción de los mecanismos de generación de plasma, y se discute su relevancia en las condiciones de trabajo de esta tesis.

2.2.1. Ionización multifotónica

También llamada fotoionización no lineal (o MPI por *multiphoton ionization*), consiste en la excitación directa de electrones de la BV a la BC, mediante la absorción simultánea de múltiples fotones. Este proceso se muestra de forma esquemática en la Figura 2.2(a). Para que este proceso ocurra mediante k fotones, es necesario que la suma de las energías ($h\nu_0$) de los k fotones supere la energía del gap E_g , es decir, $kh\nu_0 \geq E_g$.

La tasa de fotoionización depende de la intensidad del haz incidente (densidad de fotones por unidad de tiempo). Para un proceso a k fotones, la tasa de electrones libres (en la BC) generados viene dada por la expresión

$$\frac{dn_e}{dt} = \sigma_k I(t)^k \quad (2.1)$$

donde σ_k es la sección eficaz de absorción de orden k e I es la intensidad del láser.

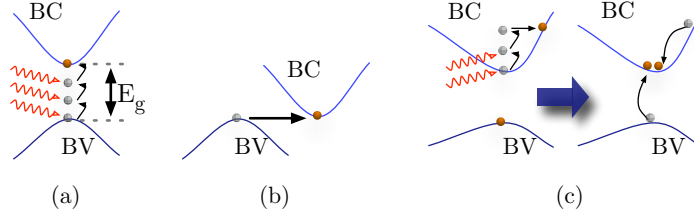


Figura 2.2: Esquemas de (a) ionización multifotónica, (b) ionización por efecto túnel e (c) ionización por impacto. E_g representa la energía del gap.

2.2.2. Ionización por efecto túnel

En presencia de un campo eléctrico muy intenso (típicamente del orden de 10^{10} V/m), la estructura de bandas de una material puede distorsionarse de forma que la *zanja energética* (o *gap*) existente entre la BV y la BC desaparezca de forma efectiva, como se muestra en la Figura 2.2(b). Bajo estas circunstancias, un electrón en la BV puede ionizarse por efecto túnel a la BC.

En 1966, L. V. Keldysh [Kel65] unificó los procesos de MPI e ionización por efecto túnel bajo un mismo formalismo. En el mismo se define el parámetro adiabático γ como

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \left[\frac{m^* c n \epsilon_0 E_g}{I} \right]^{1/2}, \quad (2.2)$$

donde $\omega = 2\pi\nu$ es la frecuencia del láser, I es la intensidad del láser en el foco, c es la velocidad de la luz, n y E_g son el índice de refracción y el *gap* del material, ϵ_0 es la constante dieléctrica del vacío, y e y m^* son la carga y la masa reducida del electrón. De acuerdo con [Kel65], si $\gamma \gtrsim 1.5$ se tiene un proceso dominado por ionización multifotónica, mientras que en el caso contrario, el proceso de ionización dominante es el efecto túnel. En las condiciones experimentales de esta tesis, el parámetro adiabático ha tomado valores $\gamma \geq 1.5$, por lo que el mecanismo dominante ha sido la ionización multifotónica.

2.2.3. Ionización por impacto e ionización por avalancha

Un electrón en la BC puede absorber secuencialmente varios fotones del haz incidente mediante un proceso de *inverse bremsstrahlung*, incrementando su propia energía cinética. Una vez la energía cinética adquirida por el electrón supera E_g , puede ionizar por impacto a un electrón que se encuentre en la BV (ver Figura 2.2(c)). De esta

forma, tras finalizar el proceso, se tienen dos electrones en la BC. La ionización por avalancha consiste en la concatenación de procesos de ionización por impacto. En una aproximación sencilla, mientras todavía exista radiación en el material, la densidad de electrones, n_e , en la BC crece exponencialmente de acuerdo con la expresión

$$\frac{dn_e}{dt} = \eta^{av} n_e, \quad (2.3)$$

donde η^{av} es la tasa de ionización por avalancha. De acuerdo con el modelo propuesto por Stuart en 1996, η crece linealmente con la intensidad ($\eta^{av} = \alpha_{ia} I$, donde α_{ia} es el coeficiente de ionización por avalancha). Con esto, teniendo en cuenta la expresión (2.1), puede escribirse en primera aproximación que la tasa de electrones fotogenerados escala como:

$$\frac{dn_e}{dt} = \sigma_k I(t)^k + \alpha_{ia} n_e I(t) \quad (2.4)$$

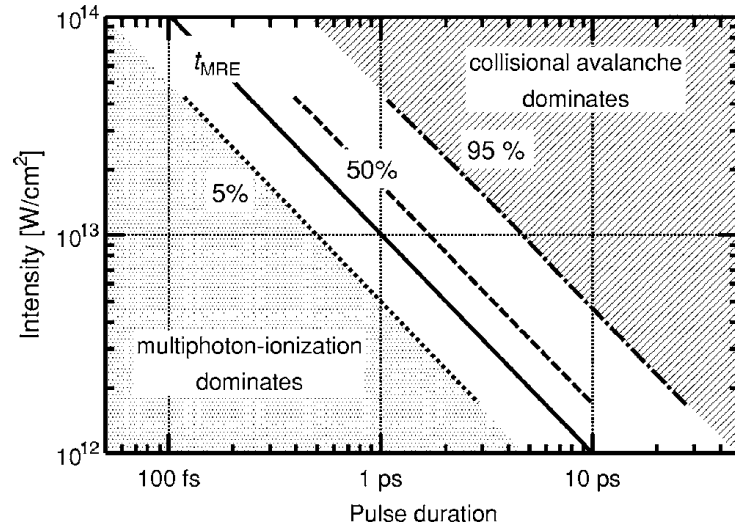


Figura 2.3: Fracción de electrones ionizados por avalancha frente electrones ionizados por absorción multifotónica en función de la intensidad del láser y de la duración del pulso. El tiempo de transición t_{MRE} indica la transición entre el régimen dominado por la ionización multifotónica y el régimen dominado por la ionización por avalancha. Figura tomada de [Ret06].

En 2006 Rethfeld reformuló esta expresión [Ret06], teniendo en cuenta que para que los electrones en la BC se aceleren lo suficiente como para que su energía cinética supere E_g , es necesario que transcurra cierto tiempo. De esta forma estableció el denominado *tiempo de transición* (t_{MRE}), que representa el umbral a partir del cual,

para una intensidad dada, la generación de electrones libres pasa a estar dominada por MPI a estar dominada por ionización por avalancha. Sus resultados, obtenidos para la sílice, se resumen en la Figura 2.3. En esta tesis se trabaja con pulsos con los que típicamente se alcanzan máximos de $10^{12} - 10^{13} \text{ W/cm}^2$, con duraciones de pulso máximas del orden de $500 - 600 \text{ fs}$. Para estos valores, y de acuerdo con [Ret06], el proceso dominante de generación de carga es típicamente la MPI, salvo que se trabaje en el régimen térmico, como se discutirá más adelante (Sección 2.4.1).

2.2.4. Contribución de los portadores libres al índice de refracción

De acuerdo con el modelo de Drude, la contribución de los portadores libres al índice de refracción complejo (\tilde{n}) viene dada por

$$\Delta\tilde{n}_{Drude} = -\frac{1}{2n_0} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^2 \frac{1}{1 - 1/i\omega\tau}, \quad (2.5)$$

donde τ es el tiempo de *scattering* de los portadores libres (típicamente del orden del femtosegundo) y ω_p es la frecuencia de plasma:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m^*}} \quad (2.6)$$

siendo n_e la densidad de portadores libres. Obteniendo la parte real de la expresión (2.5) bajo la aproximación de que $\omega \gg 1/\tau$ [vAB95], se obtiene que

$$\Delta n_{Drude} = -\frac{n_e}{2n_0 n_c}, \quad (2.7)$$

siendo n_c la densidad crítica del plasma, dada por:

$$n_c = \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2}. \quad (2.8)$$

n_c se define como la densidad de electrones a partir de la cual, para una determinada frecuencia ω , la reflectividad del plasma comienza a crecer. Cuando se alcanza la densidad crítica a la frecuencia óptica del láser de irradiación, el material se vuelve absorbente, produciéndose su ruptura dieléctrica. Así, en presencia de un plasma de electrones libres, el índice de refracción n se ve modificado como

$$n = n_0 + \Delta n_{Drude}. \quad (2.9)$$

2.3. Relajación

En la sección anterior hemos visto los diferentes mecanismos por los se genera lo que se conoce como un plasma *caliente* de electrones libres (de elevada energía cinética) en un material dieléctrico. La Figura 2.4 muestra las escalas de tiempo típicas en las que ocurren los fenómenos de excitación y relajación asociados a la irradiación del material en el régimen de femtosegundos. En esta figura, se asume que un pulso de 100 fs llega a la muestra en $t = 0$. Durante los primeros instantes desde la llegada del pulso ultracorto al material, el único mecanismo de relajación del plasma inducido son las colisiones entre los propios electrones que lo forman (*scattering* electrón-electrón). Mediante este mecanismo se homogeneiza la energía del plasma en la escala de decenas de fs. En esta etapa, el plasma todavía no transfiere su energía a la red.

El tiempo en el que los electrones del plasma comienzan a interactuar con los fonones de la red está en el entorno de 1 ps [GM08]. Por tanto, para un pulso típico del orden de 100 fs , el proceso de relajación de los electrones del plasma (termalización entre el sistema electrónico y la red) ocurre esencialmente después de la absorción del pulso. Los tiempos típicos para que el plasma se relaje totalmente son extremadamente dependientes del material y de las condiciones experimentales. Así por ejemplo, en sílice este tiempo puede variar desde los $\approx 150\text{ fs}$ [ADS⁺94] hasta los 30 ps ([PSG⁺10]) en función de la fluencia utilizada.

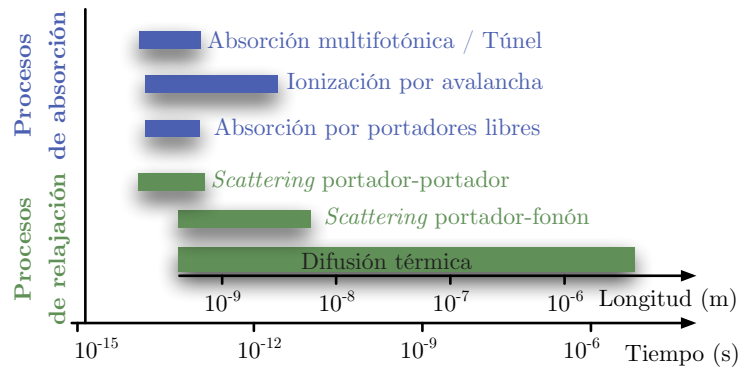


Figura 2.4: Escala temporal orientativa de los fenómenos físicos que ocurren en un vidrio bajo procesamiento mediante pulsos de centenas de femtosegundos. Asimismo se muestra la longitud de difusión térmica para cada instante, calculado para la sílice. Imagen tomada y adaptada de [GM08]

En las siguientes secciones se discutirán los diferentes procesos que suceden a la absorción del pulso y que son responsables de la modificación estructural del mismo.

2.3.1. Interacciones portador-portador y portador-fonón

El plasma generado mediante alguno de los mecanismos descritos en la Sección 2.2, se encuentra inicialmente en un estado fuertemente alejado del equilibrio. Este plasma presenta una elevada temperatura, que es consecuencia del proceso de absorción de energía por parte de los portadores libres que lo constituyen. Como consecuencia de las interacciones coulombianas entre portadores (interacciones portador-portador) la temperatura del plasma electrónico se homogeneiza en una escala de tiempo extremadamente corta tras la desaparición del pulso ($\sim fs$, Figura 2.4). Una vez que el plasma redistribuye y homogeneiza su energía, las colisiones inelásticas con la red (interacción portador-fonón) equilibran la temperatura de la red y del sistema electrónico en la escala de picosegundos (Figura 2.4). En esta escala temporal también se inician procesos tales como la recombinación de portadores foto-excitados y procesos de auto-atrapamiento en defectos.

2.3.2. Generación de defectos

Cuando un electrón promociona a la BC, deja un hueco en la BV. El par electrón-hueco que permanece ligado por interacciones coulombianas, representa una excitación eléctricamente neutra, y recibe el nombre de *excitón* (ver Figura 2.5(a)). Uno de los mecanismos habituales de relajación del plasma es la generación de excitones *auto-atrapados*.

Los excitones contribuyen a la relajación del plasma cuando se forman una vez el pulso ha desaparecido del material: un electrón en la BC, excitado por alguno de los mecanismos explicados anteriormente, se relaja hasta su estado excitónico fundamental mediante *scattering* inelástico (Figura 2.5(b)). Este proceso dura del orden de 1 ps, y en dieléctricos con valores de E_g elevados, el excitón queda anclado en el entorno local de un átomo. La energía almacenada en un excitón auto-atrapado puede liberarse dando lugar a la formación de defectos puntuales transitorios o permanentes en la red del material [MQG⁺04]. La presencia del excitón (atrapado por ejemplo en una vacante cargada) da lugar a distorsiones locales (pequeños desplazamientos atómicos) que finalmente dan lugar, cuando el excitón se aniquila, a la formación de defectos puntuales (vacantes, intersticiales, etc.). Los mismos pueden manifestarse como estados con energía $E < E_g$ (centros de color) que alteran la absorción óptica del material. En general, el tipo de defectos originados en la red depende del tipo de estructura y del tipo de enlaces de la misma [MQG⁺04, MGD⁺97, EGG⁺98].

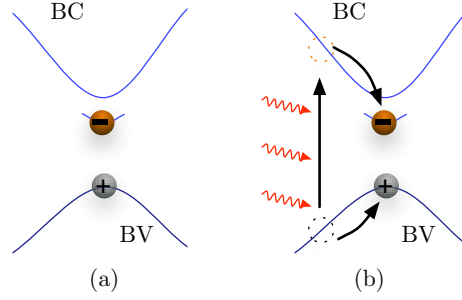


Figura 2.5: (a) Excitón, (b) *scattering* inelástico de un electrón (excitado vía MPI a la BC) hasta relajarse al estado excitónico fundamental.

2.4. Regímenes de procesado

Hemos visto las formas en las que un material se relaja de forma *espontánea*. Sin embargo, dependiendo de las condiciones de procesado, puede forzarse a que la relajación térmica del material se realice en unas condiciones determinadas. En el momento en el que comienzan las interacciones portador-fonón, la energía acumulada en el VF se difunde térmicamente. Durante este proceso el material puede encontrarse en estado fundido, dependiendo de las condiciones de procesado. Finalmente el material se resolidifica de forma que algunas de sus propiedades cambian localmente. La escala de tiempo en la que ocurre la difusión térmica, y más concretamente el tiempo (τ_{rel}) que tarda el material en enfriarse completamente a temperatura ambiente, es un parámetro de especial importancia en el procesado no lineal de dieléctricos.

2.4.1. Régimen de Alta Frecuencia de Repetición (AFR)

Consideremos, por simplicidad, que se irradia una muestra de forma estática, es decir, sin desplazarla respecto al VF. Supongamos que debido a la excitación de un pulso ultracorto, la muestra alcanza en la zona del VF una temperatura máxima T_1^{max} , para luego enfriarse a la temperatura del laboratorio T_{lab} . Si durante el lapso en el que el material está todavía caliente, a una temperatura $T_{lab} < T_1 < T_1^{max}$, llega un nuevo pulso al mismo, el calentamiento que sufra esta vez la zona del VF alcanzará un valor $T_2^{max} > T_1^{max}$. Con sucesivos pulsos, la temperatura T_i^{max} irá aumentando hasta alcanzar un estado estacionario caracterizado por una temperatura T_{eq}^{max} [EZH05]. En estas condiciones se produce un efecto de acumulación de calor en el VF en el que numerosos pulsos consecutivos contribuyen a elevar la temperatura del volumen

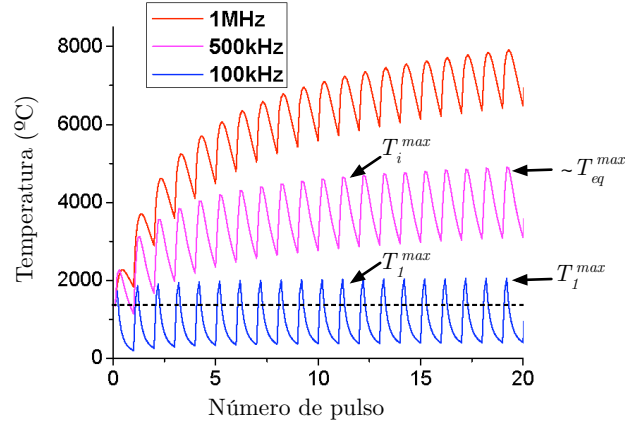


Figura 2.6: Modelo de la temperatura alcanzada en el seno de un vidrio (a $2 \mu m$ del centro del VF) frente al número de pulsos para diversas frecuencias de repetición. Se aprecia como en el caso de la irradiación a $100 kHz$ (curva azul), el material recupera la temperatura inicial T_{lab} ; sin embargo, para frecuencias de repetición mayores, el tiempo entre pulsos ya no es suficiente como para que el material recupere su temperatura inicial, alcanzando una nueva temperatura T_{eq}^{max} , en torno a los $3500 C$ a $500 kHz$ y por encima de los $7000 C$ en el caso de $1 MHz$. Imagen adaptada de [EZH05]

irradiado.

Éste fenómeno ocurre cuando, en situación de irradiación estática, la frecuencia de repetición del láser de irradiación (f) satisface $f > 1/\tau_{rel}$. En ese caso se dice que el procesado se realiza en el régimen de *Alta Frecuencia de Repetición* (AFR), y se muestra de forma ilustrativa en la Figura 2.6. En ésta, las curvas rosa y roja muestran cómo la temperatura en la vecindad del VF se eleva hasta alcanzar una nueva T_{eq}^{max} , por tratarse de dos procesos en los que hay acumulación térmica.

Sin embargo, durante el proceso de escritura de una guía de ondas, la muestra se desplaza a una velocidad constante (v). La distancia recorrida por la muestra entre la llegada de dos pulsos consecutivos es $\Delta x = v/f$. La extensión de la zona afectada térmicamente entre la llegada de dos pulsos consecutivos puede estimarse mediante la longitud de difusión térmica (L_{Th}), definida como $L_{Th} = \sqrt{4\kappa/f}$ [NH07], siendo κ la difusividad térmica del material. Por tanto, para que haya efectos de acumulación térmica en la escritura de guías de onda, no es suficiente la condición temporal $f > 1/\tau_{rel}$, sino que además debe satisfacerse la condición espacial $\Delta x < L_{Th}$.

Cuando se procesan guías de onda en estas condiciones, el tiempo durante el que

el entorno del VF permanece por encima de la temperatura de reblandecimiento del vidrio puede llegar a las decenas de microsegundos [EZN⁺08]. Como consecuencia de los efectos de la acumulación térmica, la modificación final en el material suele presentar una forma razonablemente simétrica, por ser la difusión térmica un fenómeno intrínsecamente isótropo en el seno de un vidrio. Esto hace que la forma del VF no sea, en primera aproximación, determinante para la obtención de guías de onda con sección transversal simétrica.

Otra consecuencia directa, derivada del procesado en el régimen térmico, aparece en los procesos de ionización que se desencadenan en el VF. En la región térmicamente afectada por la irradiación, y cuando todavía se encuentra a una temperatura suficiente, se puede producir la excitación térmica de electrones de la BV a la BC. Estos electrones térmicamente excitados pueden actuar de semilla para, con la llegada de los sucesivos pulsos, desencadenar procesos de ionización por impacto y avalancha. De esta forma, el procesado puede pasar de estar dominado por procesos de ionización multifotónica a estar dominado por procesos de ionización por avalancha al incrementar la frecuencia de repetición del láser de irradiación [MHG⁺07, MCS11].

2.4.2. Régimen de Baja Frecuencia de Repetición (BFR)

Si se irradia una muestra en las mismas condiciones que en el caso anterior, salvo porque la frecuencia de repetición del láser sea menor que $1/\tau_{rel}$, la temperatura máxima que se alcanza en el VF permanece constante e igual a T_1^{max} (ver Figura 2.6, curva azul). Éste régimen se conoce como de *Baja Frecuencia de Repetición* (BFR). En este caso no hay acumulación térmica, por lo que el tiempo durante el cual el VF permanece a una temperatura por encima de la temperatura de reblandecimiento del vidrio es extremadamente corto en comparación con el régimen de AFR. Además, y de acuerdo con las condiciones particulares de este ejemplo, la temperatura máxima alcanzada en el VF es menor en el caso de BFR que en el de AFR. Este hecho, como se verá en las siguientes secciones, provoca diferencias importantes en los procesos responsables del cambio de índice en el material. Además, en el régimen de BFR la modificación que se realice en el material es consecuencia directa del efecto de cada pulso de forma individual. Así pues, bajo este régimen de escritura es crucial el control de la forma del VF en el seno de la muestra, ya que este será el responsable de la forma de la modificación obtenida en la muestra, y por tanto de la guía de ondas.

2.5. Origen del cambio de índice

De entre las propiedades del material que se ven localmente modificadas como consecuencia de los procesos de absorción y relajación anteriormente mencionados, es de especial interés el índice de refracción (n), ya que un aumento del mismo ($\Delta n > 0$) es lo que permitirá escribir guías de onda. Es importante recalcar que no es necesaria una modificación muy drástica del mismo: típicamente, la diferencia de índice entre el núcleo (o *core*) y el recubrimiento (o *cladding*) de una fibra óptica comercial es del orden de $\Delta n \approx 2.5 \cdot 10^{-3}$.

Existen técnicas capaces de medir y caracterizar con precisión el pequeño cambio de índice generado en el material. Los mecanismos físicos que subyacen a dicha modificación son, en muchos casos, objeto de controversia. Por un lado es conocido que el proceso que conduce al aumento de índice de refracción es extremadamente dependiente del material. Por otro lado, también es fuertemente dependiente de las condiciones de procesado (régimen de procesado (AFR o BFR), la energía por pulso, ...).

En una aproximación fenomenológica, y partiendo de las expresiones de Lorentz-Lorenz ([Lor80a],[Lor80b]) y de Clausius-Mossotti [FN03], puede escribirse el índice de refracción, n , de un material como

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = c \cdot \rho \cdot \alpha , \quad (2.10)$$

donde c es una constante, y ρ y α son la densidad y la polarizabilidad del material. Por tanto, cualquier cambio en la polarizabilidad o en la densidad, conduce a un cambio en el índice de refracción del medio. En las siguientes secciones se muestra una breve revisión sobre los mecanismos identificados como responsables del cambio de índice en el procesado mediante pulsos láser de femtosegundos. En particular, las siguientes secciones se centrarán en dos materiales: sílice vítrea y vidrios de fosfato, ambos utilizados durante la realización de esta tesis.

2.5.1. Sílice vítrea

La sílice en estado vítreo está formada por tetraedros de SiO_4 , que se disponen de forma aleatoria para formar la estructura vítrea. La estructura reticular está formada mayoritariamente por anillos compuestos de 5 o 6 átomos de silicio [PC98, KCSF01].

En 1996, Davis y colaboradores [DMSH96] publicaron el primer trabajo sobre escritura de guías de onda en un dieléctrico transparente. El vidrio era sílice vítrea y propusieron tentativamente que el origen del cambio de índice se debía a un incremento de defectos en la zona irradiada. Estos modificarían la polarizabilidad del vidrio y, por tanto, su índice de refracción.

En 2003, Chan y colaboradores [CHRK03] presentaron un trabajo en el que estudiaron los mecanismos de aumento de índice de refracción en sílice vítrea. Realizaron medidas de Raman comparativas entre las zonas irradiadas (en el régimen de BFR) y las zonas no irradiadas. Concluyeron que en las zonas modificadas se había producido un aumento del número de anillos formados por 3 y 4 átomos de silicio. De esta forma, la densidad local del vidrio aumenta y también su índice de refracción. Resultados similares han sido confirmados por numerosos grupos [LHT⁺08, SVC05, PSS08].

2.5.2. Vidrios de fosfato

2.5.2.1. Cambio en la polarizabilidad en vidrios de fosfato

La estructura de un vidrio de fosfato consiste en una red aleatoria continua de tetraedros de fósforo. Cada uno de los tetraedros consiste en un átomo de fósforo y cuatro átomos de oxígeno, uno de los cuales comparte un enlace doble con el átomo de fósforo, mientras que los otros tres átomos de oxígeno pueden ser oxígenos puente o no (un oxígeno puente es aquel que forma un enlace con un tetraedro contiguo). Los tetraedros de fósforo se pueden clasificar de acuerdo con la terminología Q^i [ONB81], donde i es el número de oxígenos puente. En la Figura 2.7 se muestra el esquema de los tetraedros de fósforo que pueden existir en un vidrio de fosfato. La proporción inicial en la que se encuentran en el vidrio, depende de la propia estequiometría del mismo. Las estructuras $Q^{0,1,2}$ están cargadas negativamente. La neutralidad en la red se preserva con la presencia de modificadores de red, típicamente iones alcalinos o de tierras raras en estado metálico.

Basándose en este esquema de vidrio, Little y colaboradores [LAD⁺10] han estudiado los mecanismos de aumento de índice en un vidrio de fosfato comercial (QX dopado con iones de Iterbio, Kigre) tras escribir guías de onda en el régimen de BFR. Determinaron que el vidrio bajo estudio estaba formado mayoritariamente por cadenas de tetraedros Q^2 terminadas en tetraedros Q^1 . Realizaron medias de micro Raman comparativas entre las zonas irradiadas con pulsos de femtosegundos y las zonas no irradiadas. Concluyeron que en las zonas irradiadas aumenta la concentración de te-

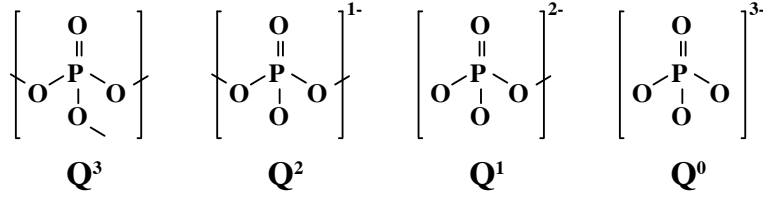


Figura 2.7: Diferentes tipos de tetraedros de fósforo (Q^i) que pueden encontrarse en un vidrio de fosfato. El superíndice de los tetraedros indica su carga. Imagen adaptada de [Bro00]

traedros Q^1 . De acuerdo con la Figura 2.7, los tetraedros de tipo Q^1 poseen dos átomos de oxígeno no puente, mientras que los Q^2 poseen sólo uno. Esto se traduce en que los Q^1 presentan una mayor polarizabilidad, por lo que contribuyen a aumentar el índice de refracción respecto a los Q^2 . Por tanto, en este caso la variación de índice estaría asociada a una modificación de la polarizabilidad lineal más que a un aumento de la densidad local del material.

2.5.2.2. Cambio en la densidad en vidrios de fosfato

En 2003, Chan y colaboradores [CHR⁺03] realizaron medidas de fluorescencia de defectos en estructuras procesadas en el régimen de BFR en un vidrio de fosfato comercial (IOG-1, Schott). Determinaron que, al contrario de lo que se observa en otros vidrios y, en particular, al contrario de lo que se había establecido en el caso de la sílice vítrea, aparecían defectos en la zona irradiada coincidiendo con una disminución de la densidad y una disminución de índice de refracción.

Fletcher y colaboradores realizaron medidas de micro Raman en guías de onda procesadas en el régimen de AFR en un vidrio de fosfato comercial (MM-2a, Kigre). Estudiando el desplazamiento que sufren las líneas de 710 cm^{-1} (asociada a la vibración $P-O-P$ simétrica) y de 1200 cm^{-1} (asociada a la vibración $P-O_2$ simétrica) concluyeron que tras el procesado con pulsos de femtosegundos, la distancia del enlace $P-O$ había disminuido, es decir, el vidrio se había densificado localmente, generando un aumento de n [FWR⁺09].

En un estudio reciente [FJS⁺11], se han realizado medidas de microfluorescencia para estudiar guías de onda procesadas en el régimen de BFR con una técnica de barrido múltiple, en un vidrio de fosfato comercial (MM2 dopado con Er^{3+} e Yb^{3+} , Kigre). El estudio correlaciona el corrimiento al rojo o al azul de la fluorescencia de los iones dopantes con una modificación del campo cristalino, causado por una modifica-

ción local de densidad. Adicionalmente, se ha comprobado la validez de esta hipótesis basándose en la intensidad de emisión de los iones dopantes y correlacionándola con una modificación en la transferencia de energía Er-Yb e Yb-Er derivadas de la modificación local de densidad. Este estudio representa uno de los resultados de esta tesis y se desarrollará ampliamente en el Capítulo 4.

2.6. Propagación lineal

Hasta ahora se han mostrado los fundamentos físicos que gobiernan el procesado no lineal de dieléctricos: cómo se deposita la energía del láser en el VF, cómo éste se relaja, y cómo la modificación inducida puede dar lugar a un incremento local de índice de refracción. En las próximas secciones se mostrarán los fundamentos de la propagación del haz de pulsos ultracortos hasta el foco. Se comenzará describiendo la propagación lineal del haz hasta el VF en las condiciones experimentales así como los problemas asociados a la misma (en los próximos capítulos se analizarán posibles soluciones para resolver dichos problemas).

2.6.1. Volumen focal en el seno de un material

Las fuentes láser utilizadas durante la realización de esta tesis muestran un perfil espacial de intensidad gaussiano, es decir, de la forma [BW99]:

$$I(\rho, z) = \left(\frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 \exp \left(\frac{-2\rho^2}{\omega^2(z)} \right), \quad (2.11)$$

donde la coordenada polar $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ es la distancia radial al eje de propagación del haz y z es la distancia axial a la cintura del haz $\omega(z)|_{z=0}$, determinada por la expresión:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2}, \quad (2.12)$$

siendo ω_0 la semi-anchura mínima del haz, fijada por el límite de difracción y z_0 el rango de Rayleigh o semi-parámetro confocal:

$$z_0 = \frac{n\pi\omega_0^2}{\lambda}, \quad (2.13)$$

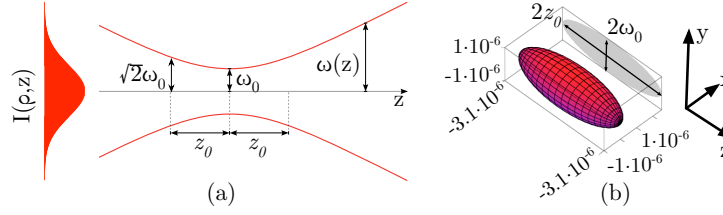


Figura 2.8: (a) Esquema de la sección transversal de la cintura de un haz gaussiano. $I(\rho, z)$ es la distribución de intensidad en la posición z , $\omega(z)$ es la semi-anchura del haz en z , ω_0 es la semi-anchura del haz en el foco y z_0 es el rango de Rayleigh. (b) Representación tridimensional del VF de un haz gaussiano ($\lambda = 800 \text{ nm}$) enfocado en un medio con $n = 1.5$ mediante una lente de $NA = 0.5$. En gris se muestra la sección ZY , responsable del perfil que tendría una guía de ondas escrita a lo largo del eje X .

siendo λ la longitud de onda y n el índice de refracción del material. z_0 es la distancia para la cual la semi-anchura del haz crece a $\sqrt{2}\omega_0$. La Figura 2.8(a) muestra un esquema donde se indican los parámetros característicos de un haz gaussiano en la zona de la cintura del haz.

Cuando un haz de estas características, colimado y en ausencia de aberraciones, es enfocado mediante una lente de apertura numérica NA en un medio de índice de refracción n , genera un VF cuyas dimensiones longitudinal (z_0) y transversal (ω_0) vienen dadas por

$$\omega_0 = \frac{M^2 \lambda}{\pi NA} \quad (2.14)$$

$$z_0 = \frac{M^2 n \lambda}{\pi NA^2} \quad (2.15)$$

donde M^2 es el factor de calidad del haz [Joh98] que, por simplicidad, en lo sucesivo se asumirá igual a la unidad.

En el régimen de propagación lineal, si se escribe una guía de ondas trasladando la muestra a lo largo de la dirección X , la forma de la sección trasversal de la misma vendrá determinada por la forma de la sección trasversal ZY del VF (en lo sucesivo, se referirá a la misma simplemente como sección transversal, ya que se mantiene este convenio de ejes a lo largo de toda la tesis). En la Figura 2.8(b) se muestra un ejemplo del VF de un haz gaussiano enfocado en un material con $n = 1.5$, enfocado con una lente convergente con $NA = 0.5$. En este ejemplo puede verse que la sección transversal (representada en gris en esta figura) muestra una forma elíptica.

Para evaluar la circularidad de las diversas secciones transversales que aparecerán durante el desarrollo de esta tesis, se va a utilizar la magnitud *relación de aspecto* (RA), que se define como el cociente entre la dimensión característica horizontal (generalmente la dimensión característica a lo largo de Z) y la vertical (generalmente la dimensión Y). Así, un valor de $RA \approx 1$ indica que la dimensión horizontal es aproximadamente igual a la vertical. En el caso particular de la sección transversal indicada en gris en la Figura 2.8(b), la RA toma el valor 3, y viene dada por

$$RA = \frac{z_0}{\omega_0}. \quad (2.16)$$

Teniendo en cuenta las expresiones (2.14) y (2.15), puede reescribirse $RA = n/NA$. Por tanto, para obtener una guía de ondas simétrica ($RA = 1$) en estas condiciones ideales (en ausencia de aberraciones, considerando únicamente propagación lineal y con $M^2 = 1$), debe cumplirse que

$$NA = n. \quad (2.17)$$

Esta condición es difícil de cumplir experimentalmente: durante el desarrollo de la presente tesis se ha trabajado con vidrios cuyo índice de refracción es al menos $n = 1.46$. Esto implica que la lente de enfoque debe ser un objetivo de gran apertura numérica (≥ 1.46). El uso de objetivos de gran apertura numérica generaría, en principio, zonas modificadas extremadamente pequeñas (con un radio $\ll 1 \mu m$). Adicionalmente estos objetivos presentan típicamente una distancia de trabajo extremadamente pequeña, del orden de las decenas de micras, lo que limita la escritura de guías de onda a gran profundidad, objetivo para el cual suele ser necesario utilizar sistemas de lentes de baja apertura numérica.

2.6.2. Aberración esférica

Cuando un haz es enfocado a través de una intercara (por ejemplo aire-material), la posición del foco (F_1) se desplaza por refracción una distancia proporcional al índice de refracción n respecto a la posición del foco en aire (F_0) de acuerdo con $|OF_1| = n \cdot |OF_0|$ (ver Figura 2.9(a)). Además, el haz incorpora cierta cantidad de aberración esférica (AE) debido a que los rayos que incidan en la intercara aire-material con distintos ángulos, serán refractados también con ángulos diferentes. Este hecho tiene un impacto directo sobre la forma del VF (ver Figura 2.9), ya que provoca un alargamiento del

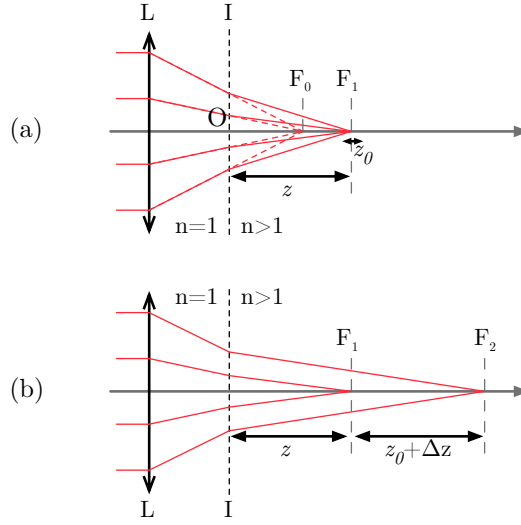


Figura 2.9: Esquemas de: (a) desplazamiento que sufre la posición del foco de una lente por el efecto de la refracción en una intercara en ausencia de aberraciones y, (b) efecto de la aberración introducida por una intercara aire-muestra sobre la longitud del VF. L es la lente de enfoque, I representa la intercara, z es la profundidad a la que enfocan los rayos paraxiales, $z_0 + \Delta z_{esf}$ es la longitud del VF, F_0 , F_1 , y F_2 son las posiciones focales en aire, a través de una intercara en aproximación paraxial y los rayos marginales teniendo en cuenta la aberración esférica, respectivamente.

mismo.

De acuerdo con Sun y colaboradores [SJL⁺05], la elongación del VF debido a la AE, Δz_{esf} , de un haz que se enfoca a una profundidad z en una muestra con índice de refracción n , y dentro del régimen paraxial, viene dada por

$$\Delta z_{esf} \approx \frac{z}{n} \left[\sqrt{\frac{n^2 - NA^2}{1 - NA^2}} - n \right], \quad (2.18)$$

con lo que la expresión (2.17) deja de ser válida. En primera aproximación, tanto mayor sea la NA , tanto mayor será la contribución (Δz_{esf}) de la AE a la longitud del volumen focal. Adicionalmente, Δz_{esf} presenta una dependencia lineal con z , por lo que cuanto mayor sea la profundidad, mayor será la longitud del VF. De acuerdo con (2.14), (2.15) y (2.18) puede verse que

$$\omega_0 < z_0 + \Delta z_{esf}, \quad (2.19)$$

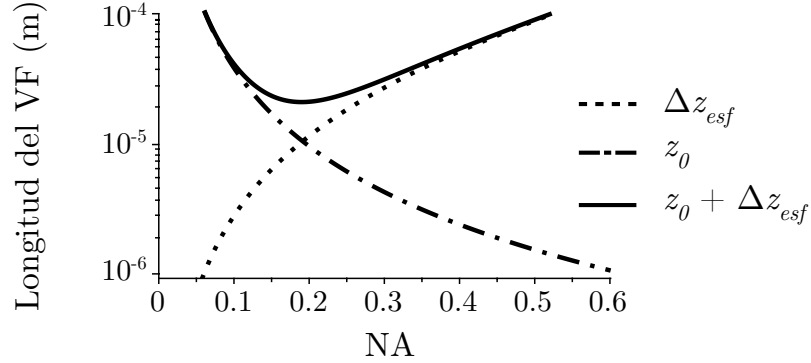


Figura 2.10: Longitud del VF en función de la NA ([DBSF⁺07]), teniendo en cuenta los efectos de la aberración esférica introducida en la intercara aire-muestra para un haz ($\lambda = 800 \text{ nm}$) que se enfoca 1 mm bajo la superficie de una muestra con $n = 1.5$.

por lo que no puede encontrarse un valor de NA para la que el VF, y su sección transversal, sean simétricos ($AR = 1$). Una posible estrategia para solventar esta elipticidad del VF es la de precompensar la AE introducida, modificando el frente de onda del haz mediante elementos activos (espejos deformables o moduladores espaciales de luz) [MMBH⁺08]. Por otra parte, se pueden encontrar condiciones experimentales para minimizar los efectos de la aberración esférica [DBSF⁺07]. En la Figura 2.10 se muestra la longitud nominal del VF (z_0), así como la longitud del mismo teniendo en cuenta los efectos de la aberración esférica ($z_0 + \Delta z_{esf}$) en función de la apertura numérica para unas condiciones de enfoque determinadas ($z = 1 \text{ mm}$, $\lambda = 800 \text{ nm}$, $n = 1.5$). En la curva se aprecia que existe un mínimo para un valor de $NA \approx 0.19$. Con este valor de NA , se obtiene un VF con una relación de aspecto muy baja, ya que $z_0 + \Delta z_{esf} = 20.9 \text{ } \mu\text{m}$ mientras que $\omega_0 = 1.3 \text{ } \mu\text{m}$. De esta forma, se tiene que $RA = 16.1$, lo que resultaría en una guía de ondas tremendamente elíptica si se procesase en el régimen de BFR.

2.7. Propagación no lineal

2.7.1. Índice de refracción no Lineal

La propagación de una onda electromagnética, \mathbf{E} , en un medio isótropo viene dada por la expresión [BW99]

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (2.20)$$

donde \mathbf{r} es el vector posición, t es el tiempo, c es la velocidad de la luz en el vacío y n_0 es el índice de refracción lineal del medio dado por

$$n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}} \quad (2.21)$$

siendo $\chi^{(1)}$ la susceptibilidad óptica de primer orden.

En presencia de un campo intenso, la respuesta del medio deja de ser lineal y la polarización del medio presenta anarmonicidades que, en un medio centro simétrico, se caracterizan mediante una susceptibilidad de tercer orden. Con ello, la polarización del medio puede expresarse como [Boy08]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \left[\chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \right] \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) , \quad (2.22)$$

donde $\chi^{(3)}$ es la susceptibilidad de tercer orden. Como consecuencia de esto, cuando un haz intenso se propaga en el seno de un material, experimenta un índice de refracción, n , que es directamente proporcional a su intensidad (efecto *Kerr* óptico) [She75]:

$$n \simeq \sqrt{1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2} \simeq n_0 + n_2 I = n_0 + \Delta n_{Kerr} , \quad (2.23)$$

donde

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c n_0 |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (2.24)$$

es la intensidad del campo que se propaga por el medio, y

$$n_2 = \frac{3 \chi^{(3)}}{4 \epsilon_0 c n_0^2} \quad (2.25)$$

es su índice de refracción no lineal. La expresión anterior corresponde al caso en el campo está linealmente polarizado ($n_2^>$), en cuyo caso el tensor de susceptibilidad toma

la forma $\chi_{xxxx}^{(3)}$. Cuando el haz está circularmente polarizado, su índice de refracción no lineal viene dado por la expresión [SMK03]:

$$n_2^{\odot} = \frac{3\chi_{xxyy}^{(3)}}{2\epsilon_0 c n_0^2}, \quad (2.26)$$

y dado que $\chi_{xxxx}^{(3)} = 3\chi_{xxyy}^{(3)}$, se obtiene que

$$n_2^{\perp} = \frac{3}{2}n_2^{\odot}. \quad (2.27)$$

Teniendo en cuenta las contribuciones al índice de refracción del efecto Kerr (2.23) y del plasma de electrones (2.9), puede obtenerse una descripción realista del índice de refracción que experimenta un pulso intenso durante su propagación en el seno de un material

$$n = n_0 + \Delta n_{Kerr} + \Delta n_{Drude}. \quad (2.28)$$

Cuando un haz suficientemente intenso se propaga en el seno de un material dieléctrico, sufre efectos ópticos derivados de la dependencia del índice de refracción con la intensidad y de la aparición de portadores foto generados. En particular, para la escritura de guías de onda, los fenómenos más relevantes derivados de estas son la *automodulación de fase*, el *autoenfoque no-lineal*, y en un caso extremo, la *filamentación*.

2.7.2. Automodulación de fase

Si se tiene una onda electromagnética que se propaga a lo largo de z , $E(z, t)$, con una envolvente temporal $E_0(z, t)$ (por ejemplo, gaussiana) con una frecuencia central ω_0 de la forma

$$E(z, t) = E_0(z, t) \cdot e^{-i\phi} = E_0(z, t) \cdot e^{-i(kz - \omega_0 t)}, \quad (2.29)$$

la dependencia del índice de refracción con la intensidad afecta al número de ondas k como

$$k = n \frac{\omega_0}{c} = (n_0 + n_2 I(t)) \frac{\omega_0}{c}, \quad (2.30)$$

siendo la intensidad $I(t)$ proporcional a $|E_0|^2$ (ver Figura 2.11(a)). De esta forma, la fase de la onda ϕ adquiere una dependencia temporal de la forma

$$\phi = \omega_0 t - n_0 \frac{\omega_0}{c} z - n_2 \frac{\omega_0}{c} I(t) z. \quad (2.31)$$

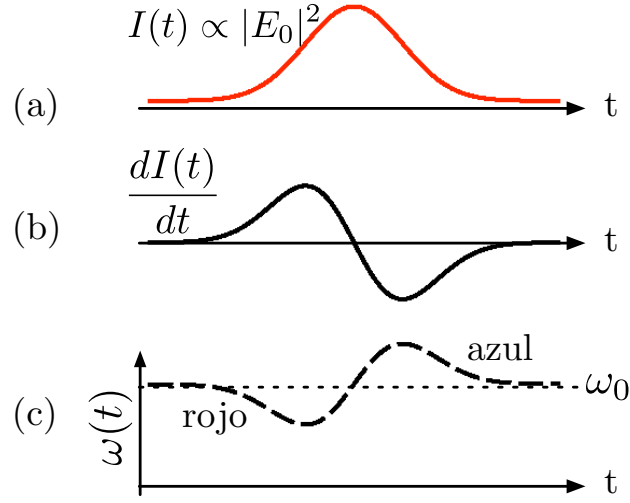


Figura 2.11: Esquema de la automodulación de fase. (a) Perfil de intensidad de un pulso gaussiano, (b) variación de la intensidad con el tiempo y (c) nuevas frecuencias creadas, derivadas de la dependencia de la intensidad del pulso con el tiempo.

En estas condiciones, la frecuencia instantánea ($\omega(t)$) depende también de la intensidad como

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - n_2 \frac{\omega_0}{c} z \frac{dI(t)}{dt}, \quad (2.32)$$

Debido a la dependencia del índice con la intensidad (efecto Kerr óptico) se han creado nuevas frecuencias en el pulso (ver Figuras 2.11(b) y (c)), fenómeno que recibe el nombre de automodulación de fase (o SPM por *Self phase modulation*).

En particular, como se muestra en el esquema de la Figura 2.11, en la parte frontal del pulso se crean frecuencias desplazadas al rojo (respecto a la central, ω_0), mientras que en la cola del pulso se crean frecuencias desplazadas al azul respecto a ω_0 . Este ensanchamiento espectral del pulso, junto con la dispersión del material en el que se propaga, puede resultar en un ensanchamiento temporal del mismo, con la consiguiente caída de su potencia de pico.

2.7.3. Autoenfoco no lineal y filamentación

En un haz gaussiano, la intensidad varía espacialmente. De acuerdo con la expresión (2.23), cuando un haz gaussiano se propaga en un dieléctrico, y debido a que n_2 es positivo en la mayoría de los dieléctricos, el índice de refracción (n) que experimenta el haz será mayor en la parte central que en las alas del mismo. Esta variación del

índice de refracción tiene el efecto de una lente convergente que enfoca el haz en el interior del material, como se muestra en la Figura 2.12.

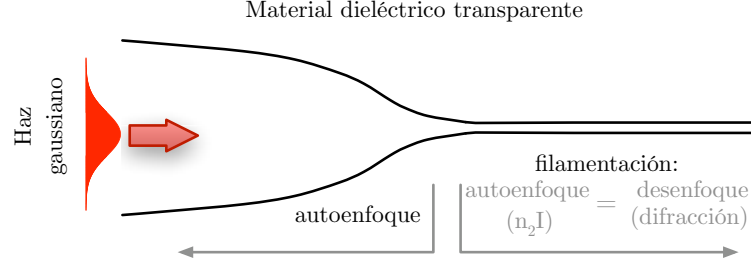


Figura 2.12: Esquema del autoenfoque y posterior filamentación de un haz gaussiano.

Supongamos que se tiene un haz circular continuo con una distribución de intensidades gaussiana, que se propaga en el seno de un dieléctrico y cuya divergencia es mínima (dada solamente por la difracción natural del haz). Conforme se aumenta la potencia del haz, el efecto del autoenfoque no lineal se vuelve más y más notorio hasta que, al alcanzar la denominada potencia crítica (P_{cr}), se compensa la difracción natural del haz. En este punto se forma un haz perfectamente colimado. Si la potencia del haz excede esta potencia crítica de autoenfoque [Mar75]

$$P_{cr} = \frac{3.77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2} , \quad (2.33)$$

el haz colapsaría nominalmente en una singularidad puntual. Sin embargo, esta teoría no es completa, ya que en la realidad existen otros mecanismos que evitan el colapso del haz en una singularidad. En particular, conforme el haz se enfoca, su intensidad crece, alcanzando un punto en el que pueda ionizar electrones en el seno del material para generar un plasma. En un haz gaussiano, el índice de refracción modificado por el plasma (expresión (2.7)) es menor en el centro que en los extremos, lo que tiene un efecto de lente divergente que contrarresta el efecto de autoenfoque no lineal [MQG⁺04]. En este caso, puede ocurrir que se equilibren exactamente los efectos del autoenfoque no lineal y del desenfoque por plasma, lo que lleva a un régimen de propagación en filamentación en la que $\Delta n_{Kerr} = -\Delta n_{Drude}$. Ésto, a su vez lleva a regiones modificadas extremadamente alargadas en la dirección axial, lo que es un efecto indeseable para la escritura de guías de onda.

La expresión anterior para P_{cr} es válida para haces continuos circulares cuyo perfil de intensidades sea gaussiano. Si se tiene un haz pulsado que se propaga en el seno

de un material, conforme se autoenfoca el espectro del pulso se ensancha por efecto de SPM. Debido a la dispersión en frecuencias de la velocidad de grupo, la duración temporal del pulso aumenta. Esto causa una caída en la potencia de pico del pulso durante su autoenfoque, lo que, de forma efectiva hace que P_{cr} sea sistemáticamente mayor para haces de pulsos ultracortos que para haces continuos [BC99].

Como ya se ha mencionado, la expresión (2.33) es válida para haces de perfil circular. En la literatura se encuentran numerosos esfuerzos para generar una expresión análoga a P_{cr} para haces elípticos, sin existir todavía una teoría completa que los describa. En particular, Giuliano y colaboradores [GM72] concluyeron que, si se tiene un haz con una elipticidad dada por $e = a/b$ (siendo a y b las anchuras de haz en X a Y respectivamente), y bajo la aproximación de que el perfil del haz permanece gaussiano durante su propagación (*aberrationless approximation*), la expresión para la potencia crítica viene dada por

$$P_{cr}^{elipt} = P_{cr}^{[GM72]} = h(e)P_{cr}^{circ}, \quad (2.34)$$

siendo $h(e) = \frac{e+1/e}{2}$.

En 2000, Fibich y colaboradores [FI00] demostraron que la *aberrationless approximation* generaba fallos en las predicciones dadas por $P_{cr}^{[GM72]}$. En particular, mediante soluciones numéricas a la ecuación de Schrödinger concluyeron que, en el mejor de los casos, la expresión (2.34) puede constituir un límite superior a la potencia crítica, pero que la siguiente expresión se ajusta mejor a la realidad:

$$P_{cr}^{elipt} = P_{cr}^{[FI00]} = [0.4h(e) + 0.6] P_{cr}^{circ} \quad (2.35)$$

No obstante, la ecuación de Schrödinger en que basaron sus simulaciones para obtener $P_{cr}^{[FI00]}$ no contempla ningún término de ionización no lineal. En el Capítulo 4 se discutirán estas expresiones para P_{cr}^{elipt} en base a resultados experimentales y a simulaciones numéricas que sí que tienen en cuenta la ionización multifotónica que provoca el haz durante la propagación (ver Apéndice B).

Técnicas experimentales y de modelización

Este capítulo contiene el conjunto de técnicas experimentales y de modelización utilizadas durante el desarrollo de esta tesis.

Las primeras engloban los montajes para la escritura de guías de onda, así como las técnicas necesarias tanto para la caracterización de las guías de onda producidas, como de los vidrios fabricados y utilizados.

Las segundas engloban, de forma resumida, las empleadas para modelizar el volumen focal en presencia de efectos de propagación no lineal y de aberraciones, así como simulaciones del comportamiento de las guías activas producidas.

3.1. Sistema de escritura de guías de onda

3.1.1. Descripción general

Las guías de onda producidas en esta tesis se han realizado mediante diferentes sistemas de escritura, usando diversas fuentes láser y métodos de conformación espacial del haz de irradiación, bien de su perfil de intensidad o de su frente de onda (FO). El esquema general de cualquiera de los sistemas empleados para la escritura de guías de onda se muestra en la Figura 3.1. Consta de: un sistema láser de pulsos ultracortos, ya sea de baja o de alta frecuencia de repetición (BFR y AFR, ver Sección 3.1.2); un sistema para la conformación espacial del haz, ya sea de su perfil de intensidad (Sección 3.1.3.1), de su FO (Sección 3.1.3.2) o ambos (Sección 3.1.3.3); una lente o sistema de lentes (OM en la figura) que enfoquen el haz en el interior de la muestra; y una base motorizada para desplazar la muestra. En los capítulos de resultados experimentales se especificará exactamente qué lente se ha utilizado, mientras que en la Sección 3.1.4 se da una lista resumen del total de lentes utilizadas.

Para el desplazamiento de la muestra se han utilizado dos modelos de motores. Cuando se ha irradiado en el régimen de BFR se han utilizado plataformas motorizadas XYZ de movimiento continuo de la marca Newport (modelo VP-25XA), calibradas para un movimiento constante en el rango de 50 a 500 $\mu m/s$, con una resolución de posición nominal de 5 nm, un paso mínimo de 100 nm y una reproducibilidad en posición de 200 nm. Para irradiar en el régimen de AFR se han utilizado plataformas de movimiento continuo en los ejes Y – Z de la marca Aerotech (modelo ANT95-50) y una plataforma de movimiento continuo en X basada en tecnología *air-bearing* también de la marca Aerotech. En este último caso, la plataforma se eleva mediante un colchón de aire para poder desplazarse sin rozamiento, mientras que el movimiento se imprime mediante la aplicación de campos magnéticos (modelo ABL10050). La

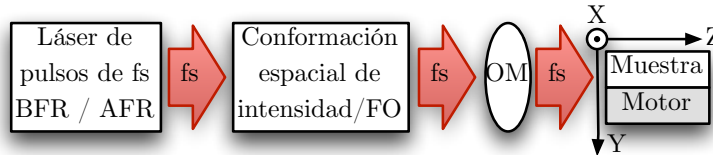


Figura 3.1: Esquema general de los montajes de escritura de guías de onda. BFR: baja frecuencia de repetición, AFR: alta frecuencia de repetición, FO: frente de onda, OM: objetivo de microscopio, lente o sistema de lentes de irradiación.

plataforma para el movimiento lineal en X permite la traslación de la muestra a velocidad constante en el rango de $1 \mu m/s$ a $10 mm/s$, con una resolución en la posición de $10 nm$. En ambos casos (montaje para AFR o BFR), la muestra se coloca además sobre una montura *yaw-pitch* con resolución de 10 segundos de arco, que permite alinear la normal de la superficie de entrada de la muestra respecto al haz de irradiación. En particular, para facilitar esta labor, en el sistema de BFR se ha implementado un sistema para hacer imagen de la superficie de la muestra. Este sistema utiliza la propia lente de irradiación que, junto con una lente de tubo, forma imagen sobre el sensor de una cámara CCD.

La atenuación del haz, a fin de controlar la energía de los pulsos de irradiación, se realiza mediante la combinación de una lámina retardadora $\lambda/2$ y un polarizador, bien de lámina delgada de tipo Brewster (de paso único), o bien de tipo cubo polarizador para el sistema de BFR. En el sistema de AFR se utiliza una lámina $\lambda/2$ y un polarizador de tipo Brewster (de doble paso). Para conmutar la polarización del haz de irradiación de lineal (la propia de los láseres utilizados) a circular, se introduce una lámina retardadora $\lambda/4$ antes de OM, con sus ejes rápido y lento debidamente orientados.

A continuación se detalla el protocolo de irradiación para escribir guías de onda en ambos sistemas (BFR y AFR). En primer lugar, se alinea la muestra de forma que al desplazarla en el plano XY , la posición del foco sobre toda la superficie de la muestra no varíe más de $1 \mu m$. A continuación se procede como sigue (atendiendo al sistema utilizado):

BFR: Se bloquea el láser con un obturador. Se alinea la muestra de forma que el foco de OM quede a la profundidad (z) apropiada en un extremo (en X) de la muestra. La muestra comienza a desplazarse a lo largo de la dirección de barrido (X) a una velocidad constante (\vec{v}_x). El obturador se abre para irradiar la muestra cuando el la posición del foco se ha adentrado en la muestra $350 \mu m$ (en X). De igual forma, el obturador se cierra $350 \mu m$ antes de que el foco llegue al extremo final de la muestra. Ello permite, por una parte estabilizar la velocidad de los motores antes de iniciar el proceso de escritura. Por otra parte se evita irradiar las superficies laterales de la muestra que pueden resultar ablacionadas, sirviendo de semilla para generar una línea de daño continuo en lugar de una guía de ondas.

AFR: En el sistema de AFR no se utiliza un obturador ya que, en general, se utilizan pulsos menos energéticos que en las irradiaciones en el régimen de BFR (\sim

nJ en AFR frente a $\sim \mu J$ en BFR). Para escribir una guía, inicialmente se posiciona la muestra de forma que el foco quede aproximadamente 1 mm fuera de la muestra (sobre el eje X en el que se va a escribir la guía). La muestra comienza a desplazarse a lo largo de la dirección de barrido (X) a una velocidad constante (\vec{v}_x). Como en el caso anterior, el motivo de comenzar el barrido *fuera* de la muestra es permitir a los motores estabilizarse a la velocidad deseada en cada caso. Típicamente, los motores estabilizan su movimiento en fracciones de segundo, por lo que este lapso proporciona un margen más que suficiente para las velocidades de escritura utilizadas.

Tras el proceso de escritura, las caras de salida de las guías de onda son desbastadas con un abrasivo de grano grueso para hacerlas aflorar hasta la superficie de la muestra. Tras este proceso, se procede a un pulido fino, disminuyendo el tamaño de grano paulatinamente hasta $0.5\text{ }\mu m$, usando un abrasivo con base de óxido de cerio. En ese momento, las guías están listas para ser caracterizadas.

3.1.2. Sistemas láser de pulsos de femtosegundos

3.1.2.1. Sistema de BFR

El sistema láser para generar pulsos de femtosegundos a BFR consta de dos subsistemas (ver Figura 3.2): el subsistema oscilador (Tsunami, Spectra Physics) y el subsistema amplificador (Spitfire, Spectra Physics). El sistema en su conjunto es capaz de generar pulsos de 1 mJ y 100 fs con una frecuencia de repetición de 1 kHz . Globalmente, el sistema se configura como un amplificador de tipo CPA (*Chirped pulse amplifier*, [SM85, BPS⁺88]), cuyo modo de operación es bien conocido desde finales de los 80.

El subsistema oscilador usa un láser de bombeo (Milenia V, Spectra Physics) continuo de estado sólido, cuyo medio activo es un cristal de YVO_4 dopado con Nd^{3+} . La emisión a 1064 nm es doblada en frecuencia a 532 nm (aproximadamente unos 5 W de potencia) para bombear al medio activo del oscilador (un cristal de Ti:Zafiro). El oscilador se basa en un mecanismo de anclado de modos para generar los pulsos (*Kerr lens mode locking*). El anclado permite generar pulsos de 100 fs con una frecuencia de repetición de 82 MHz , sintonizables en longitud de onda ($720 - 1050\text{ nm}$). Para los experimentos de esta tesis siempre se han utilizado pulsos centrados en 800 nm , con una anchura espectral de $\approx 9.5\text{ nm}$ y una energía de $\approx 9\text{ nJ}$.

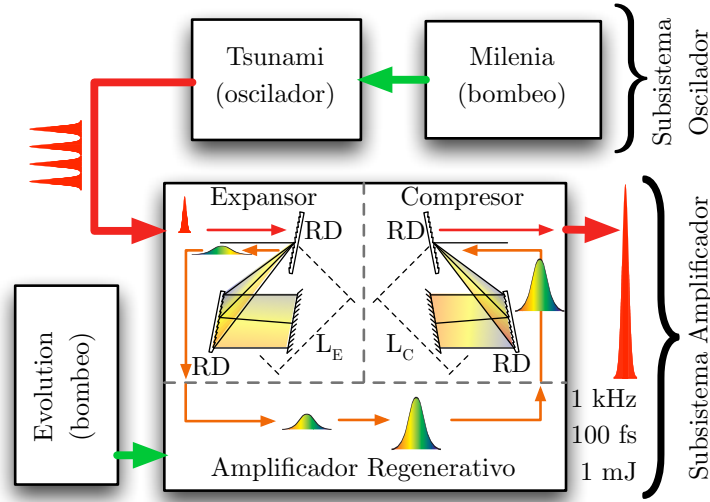


Figura 3.2: Sistema de generación de pulsos láser de femtosegundos amplificados de BFR (1 kHz). Está formado por dos subsistemas: oscilador y amplificador. El amplificador a su vez se configura en tres etapas: expansor, amplificador regenerativo y compresor. Las líneas de bombeo se han representado en verde. RD son redes de difracción, $L_{E,C}$ hace referencia a la separación entre redes de difracción en las etapas de expansión y compresión.

El tren de pulsos del oscilador se introduce posteriormente en la etapa expansora del amplificador. En esta etapa, los pulsos son ensanchados temporalmente mediante un sistema similar al mostrado en la Figura 3.2. El expansor se basa en la diferencia de camino óptico que, debido a la configuración experimental del mismo, experimentan las distintas componentes espectrales de cada pulso. Así, tanto mayor sea la separación (L_E) entre redes de difracción (en la figura: RD), tanto mayor será la duración temporal de los pulsos a la salida del expansor. Una vez expandido el pulso, su distribución espectral presenta *trino* (o *chirp* en inglés) positivo, es decir, las longitudes de onda más largas del pulso se encuentran en la parte frontal del pulso, mientras que las más cortas se encuentran en la parte final.

Los pulsos temporalmente expandidos (*semillas*) se introducen en la etapa de amplificación regenerativa. Las semillas son lo suficientemente largas temporalmente (y por tanto, con una potencia de pico suficientemente baja) como para no generar daño óptico conforme son amplificadas. Esta etapa es una cavidad láser en la que la inyección y extracción de pulsos es controlada por dos células de Pockels. Estas células reducen la frecuencia de repetición del tren de pulsos incidente de 82 MHz a 1 KHz . El medio activo de la cavidad regenerativa es un cristal de Ti:Zafiro que es

bombeado por un láser de estado sólido (cristal de $Nd : YVO_4$). Este láser de bombeo (Evolution, Spectra Physics) funciona en modo de *conmutación Q*, generando pulsos de 130 ns a 532 nm y 7 mJ a una frecuencia de repetición de 1 kHz. La semilla es amplificada conforme va completando ciclos (*round trips*) en la cavidad regenerativa. Cuando la semilla ha completado un determinado número de ciclos en la cavidad, es expulsada mediante una de las células de Pockels en combinación con un polarizador de lámina delgada. La elección del *round trip* de eyección se toma en base a la curva de ganancia de la cavidad: se expulsa el pulso cuando se encuentra en el máximo de la curva de ganancia (en saturación). Este es el pulso que presenta una mayor energía y mayor reproducibilidad.

Una vez amplificados, los pulsos se introducen en la etapa de compresión. En primer lugar, el haz se expande a su tamaño final (~ 7.5 mm a $1/e^2$) para evitar dañar las componentes del compresor. A continuación, mediante un montaje similar (inverso) al de la etapa expansora los pulsos pueden ser recomprimidos hasta su duración temporal mínima (≈ 100 fs). Idealmente esto ocurre cuando la separación entre redes de difracción en la etapa compresora es idéntica a la de la etapa expansora ($L_E = L_C$). Finalmente, se obtiene un haz láser pulsado a una frecuencia de repetición de 1 kHz, con pulsos de 100 fs y 1 mJ.

En ocasiones, se han utilizado pulsos de duración temporal mayor que 100 fs. Para obtener estos pulsos, se ha desintonizado la etapa compresora del amplificador regenerativo (haciendo $L_C < L_E$). En este caso no se compensa completamente el *chirp* positivo introducido en la etapa expansora. De esta forma, los pulsos a la salida del amplificador presentan una duración temporal mayor que 100 fs y un *chirp* positivo remanente, mayor o menor en función de la duración del pulso generado.

3.1.2.2. Sistema de AFR

El sistema láser para generar pulsos en el régimen de AFR¹ (Amplitude Systemes, modelo Tangerine) comienza con un oscilador (ver Figura 3.3), cuyo medio activo está basado en un cristal dopado con Yb^{3+} . El anclado de modos se induce mediante espejo semiconductor de absorción saturable (o SESAM, por *semiconductor saturable absorber mirror*), que es reflectante sólo a partir de una potencia de pico dada. El sistema requiere de un cierto nivel de ruido para comenzar a pulsar. Ello se induce

¹Para los resultados de las Secciones 6.2.1 y 6.2.2 se han utilizado dos láseres diferentes al descrito en esta sección, pero similares en cuanto a prestaciones, bajo la supervisión del Prof. Giulio Cerullo y el Dr. Roberto Osellame, Polimit/CNR, Milán, Italia.

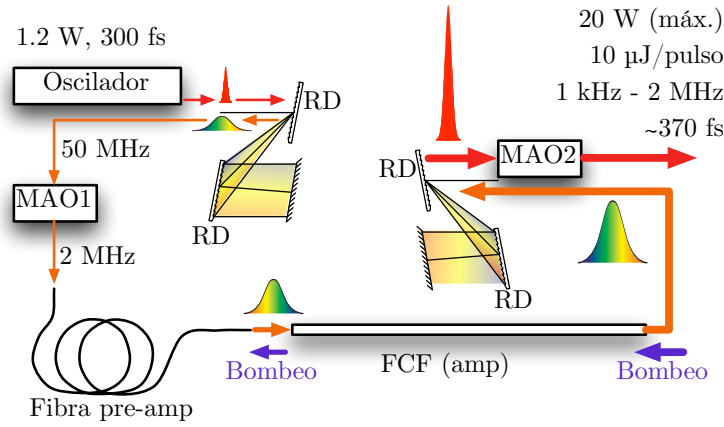


Figura 3.3: Sistema de AFR, donde todas las etapas amplificadoras se llevan a cabo en fibra. Las etapas de expansión y compresión son aéreas. RD son redes de difracción, MAO son moduladores acusto ópticos, FCF significa fibra de cristal fotónico.

mediante una vibración mecánica en uno de los espejos de la cavidad. Una vez anclado, el oscilador genera pulsos de ~ 300 fs y ~ 40 nJ, centrados en 1030.6 nm, con un ancho de banda espectral de 4 nm y a una frecuencia de repetición de 50 MHz. El tren de pulsos resultante se introduce en la etapa de expansión temporal del láser (similar a la del láser de BFR). A continuación el haz atraviesa un modulador acusto-óptico (en la Figura, MAO1) cuya función es reducir la frecuencia de repetición de 50 a 2 MHz.

La etapa de pre-amplificación posterior consiste en una fibra (que mantiene la polarización) dopada con iones Yb^{3+} , que es bombeada (en configuración contrapropagante) por un láser de diodo a 980 nm. A la salida del preamplificador se obtienen 5.2 W de potencia (~ 2.6 µJ/pulso). Esta señal preamplificada sirve de semilla para la etapa de amplificación, que consta de una fibra de cristal fotónico de aproximadamente 1.5 m de longitud (en la Figura, FCF) también dopada con iones Yb^{3+} . De igual forma que en el preamplificador, la FCF se bombea en configuración contrapropagante mediante un láser de diodo a 980 nm. La FCF está especialmente diseñada para la propagación de modos de un gran diámetro, de forma que no se produzca daño óptico en la misma además de reducir los efectos no lineales en la misma.

A la salida del amplificador se obtienen aproximadamente 40 W de potencia media a 2 MHz de frecuencia de repetición. Este tren de pulsos se introduce en la etapa compresora, en la que se recomprimen los pulsos y se compensa parte de la duración temporal extra introducida en el amplificador (por efecto de la automodulación de

fase y de la dispersión de la velocidad de grupo). Así, a la salida del compresor se obtienen pulsos de aproximadamente 350 fs .

Finalmente, el haz atraviesa un último modulador acusto-óptico (MAO2 en la Figura 3.3) que permite controlar la frecuencia de repetición del láser a la salida del sistema. Seleccionando el primer orden de difracción, este modulador permite modificar la frecuencia de repetición desde 2 MHz hasta 1 kHz , por lo que este sistema permite también trabajar en el régimen de BFR. Debido a las pérdidas introducidas en la etapa de compresión temporal y en el MAO2, la potencia promedio máxima de salida es de 20 W a 2 MHz ($10\text{ }\mu\text{J/pulso}$), con pulsos de $\sim 370\text{ fs}$ centrados en 1030.6 nm .

3.1.3. Sistemas de conformación espacial del VF

3.1.3.1. Conformación del perfil de intensidad (elipticidad)

Como se mostrará en el Capítulo 4, al enfocar un haz elíptico se genera un volumen focal (VF) en forma de disco con simetría prácticamente circular. Para modificar el perfil de intensidad del haz de irradiación (circular) y transformarlo en un haz cuasi-elíptico, en esta tesis se ha introducido una apertura rectangular, orientada como se indica en la Figura 3.4, cuya anchura (ΔS_y) se puede ajustar con resolución de $10\text{ }\mu\text{m}$. De esta forma se genera un haz cuasi-elíptico, donde la relación entre ejes mayor y menor es fácilmente controlable modificando la anchura de la apertura.

La posición de la rendija respecto a la lente de irradiación afecta directamente a la forma del VF (ver Capítulo 4). En el desarrollo de esta tesis, la rendija se ha mantenido a una distancia de 21 cm de OM en el sistema de BFR, mientras que esta distancia es de 10 cm en el sistema de AFR. Además, para poder conmutar la polarización entre lineal (la propia de los láseres de irradiación) y circular, se introduce una lámina retardadora $\lambda/4$ entre la rendija y el objetivo de microscopio con sus ejes rápido y lento debidamente orientados.

3.1.3.2. Conformación del frente de onda (astigmatismo)

Como se mostrará en el Capítulo 5, al enfocar un haz astigmático puede obtenerse un VF cuya sección transversal sea circular. En la práctica, para introducir astigmatismo en el haz de irradiación, se modifica el FO mediante un sistema de óptica adaptativa (OA). El sistema de OA está formado por un modulador espacial de luz (o SLM, del

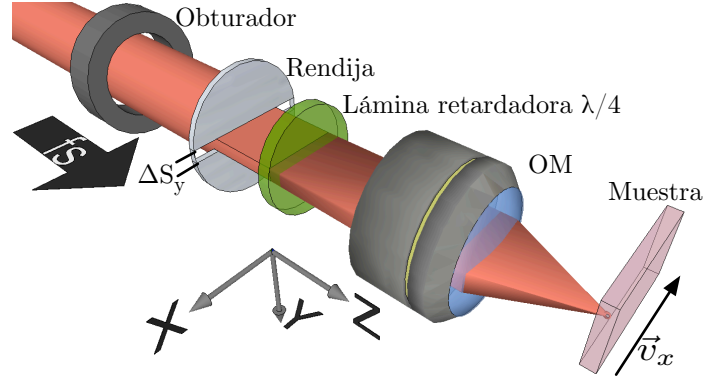


Figura 3.4: Esquema del sistema de escritura de guías de onda (a lo largo del eje X) mediante conformación por rendija. OM es objetivo de microscopio. El obturador sólo está presente en el sistema de escritura en el régimen de BFR.

inglés *Spatial light modulator*) de tipo cristal líquido (en lo sucesivo LC-SLM) y un sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann (en lo sucesivo S-H). Al final de esta sección se mostrará una descripción detallada del sistema de OA.

El montaje experimental para la escritura de guías de onda mediante conformación por astigmatismo se muestra en la Figura 3.5. Para la escritura de guías de onda mediante este método se ha utilizado el láser de BFR descrito en la Sección 3.1.2.1. El sistema comienza con un primer atenuador formado por una lámina $\lambda/2$ y un cubo polarizador (o alternatively un polarizador de lámina delgada tipo Brewster). A continuación, el haz incide en el LC-SLM con un ángulo de 10° respecto de la normal a la superficie del SLM. El LC-SLM modifica la fase del frente de onda del haz de irradiación, como se explicará más adelante. Mediante otro par $\lambda/2$ -cubo polarizador, el haz se divide en dos caminos ópticos: el de irradiación y el de medida de FO.

En el camino de irradiación, el haz se polariza circularmente mediante una lámina retardadora $\lambda/4$ para luego ser enfocado en el material mediante un objetivo de larga distancia de trabajo (OM). El camino óptico entre OM y el LC-SLM es de 13 *cm*. Como ya se ha indicado, la muestra está montada en una montura *yaw-pitch* para alinear la normal de su superficie con el eje del láser de irradiación. Esta se monta a su vez sobre una base motorizada (ver Sección 3.1.3.1) que permite su movimiento a lo largo de los tres ejes (X, Y, Z) a velocidad constante.

En el camino óptico de medida del FO el haz atraviesa un filtro neutro y luego una lente de conjugación (L en la figura) de focal f , que está situada a $2f$ de la superficie del LC-SLM y a $2f$ del S-H, permitiendo medir el FO modificado en el plano del LC-SLM.

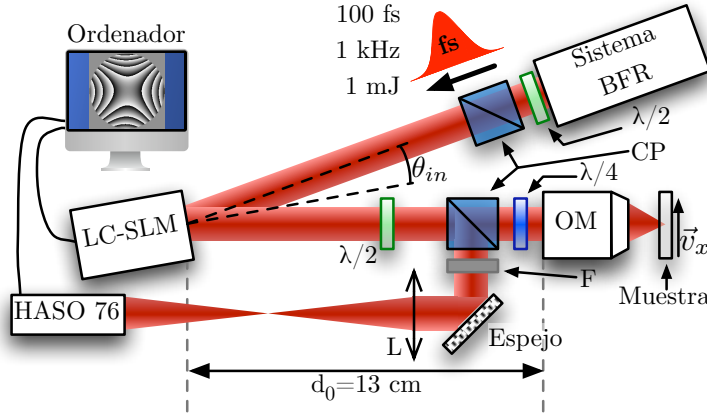


Figura 3.5: Esquema del sistema de escritura de guías de onda mediante conformación del FO por astigmatismo. CP son cubos polarizadores. $\lambda/2$ y $\lambda/4$ son láminas retardadoras. $\theta_{in} = 10^\circ$ es el ángulo entre la normal a la superficie del LC-SLM y el eje del haz de irradiación. F es un filtro neutro. OM es el objetivo de microscopio utilizado para la irradiación. L es una lente de conjugación de focal f. El camino óptico entre el LC-SLM y L es igual al camino entre L y el sensor de FO (HASO76), y a su vez igual a $2f$.

Modulador espacial de luz. Para modificar el FO del haz de irradiación se ha utilizado un modulador espacial de luz (o SLM por el inglés *Spatial light modulator*) de cristal líquido (Hamamatsu, modelo PPM X8267-14DB, en lo sucesivo LC-SLM). Este modulador trabaja en reflexión (permitiendo un ángulo de incidencia $\theta_{in} < 15^\circ$, ver Figura 3.6), pudiendo introducir un salto de fase máximo (de acuerdo con el fabricante) de 2.5π . A diferencia de los cristales líquidos estándar, el control del cristal líquido no se realiza mediante señales eléctricas, sino con una señal óptica (láser a 690 nm), lo que evita la difracción introducida por los contactos eléctricos en los cristales líquidos estándar.

El esquema de funcionamiento del SLM se muestra en la Figura 3.6. Un láser de diodo a 690 nm (láser de control) atraviesa una pantalla de cristal líquido (en la figura, LCD) sobre la que se muestra una imagen (mapa de la fase espacial que se quiere introducir en el haz de irradiación) en escala de grises (256 niveles). El LCD modifica localmente la intensidad del láser de control. Un sistema de lentes forma imagen del LCD en el cristal líquido nemático (en la Figura 3.6, NLC), que es el responsable de modificar la fase del frente de onda (FO) del haz de irradiación (flechas rojas en la figura). En función de la intensidad local del láser de control en el plano del NLC (determinada a su vez por la imagen en el LCD), el índice de refracción local se ve

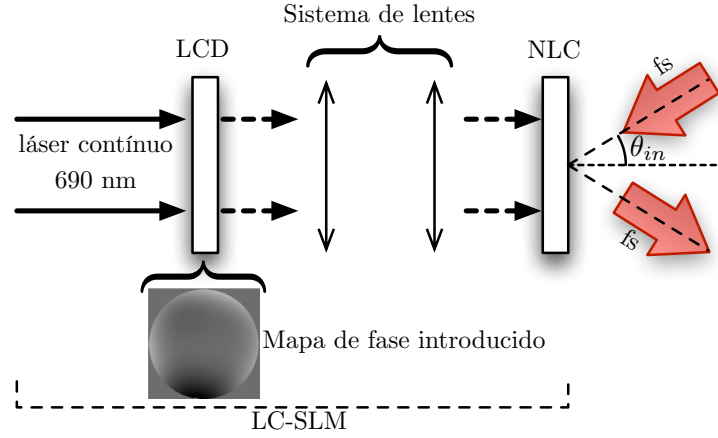


Figura 3.6: Esquema del funcionamiento del LC-SLM utilizado en esta tesis.

modificado ligeramente. Así, cuando el láser de irradiación se refleja en la superficie del NLC, ve modificado localmente su FO atendiendo a la imagen (mapa de fase) que se haya introducido en el LCD.

Sensor de frente de onda. Para medir las aberraciones presentes en el FO del láser de irradiación, o bien las modificaciones que se introducen en el mismo mediante el LC-SLM, se ha utilizado un sensor de FO de tipo Shack-Hartmann [SP71, Thi00, PVMGA00] (S-H, modelo Haso76 de la casa Imagine Optic). Este sensor consta de una matriz de 100×76 microlentes y un sensor CCD ubicado en el plano focal de dicha matriz.

Cuando un FO ideal (perfectamente plano) es enfocado por la matriz de microlentes sobre el sensor de la CCD, cada microlente genera un punto focal en una posición bien definida. (Figura 3.7(a)). Sin embargo, cuando un FO con aberraciones es enfocado por la matriz de microlentes (Figura 3.7(b)), sus posiciones focales difieren de las posiciones ideales en una cierta distancia. Mediante el cómputo de las desviaciones de los puntos focales, pueden cuantificarse las aberraciones presentes en el haz, y puede reconstruirse su FO [Yoo06] expresándolo, por ejemplo, en base a los polinomios de Zernike. La descomposición del FO en base a estos polinomios se desarrollará en el Capítulo 5.

Modificación del frente de onda del haz de irradiación. El S-H y el LC-SLM funcionan de forma combinada para caracterizar y modificar el frente de onda del haz

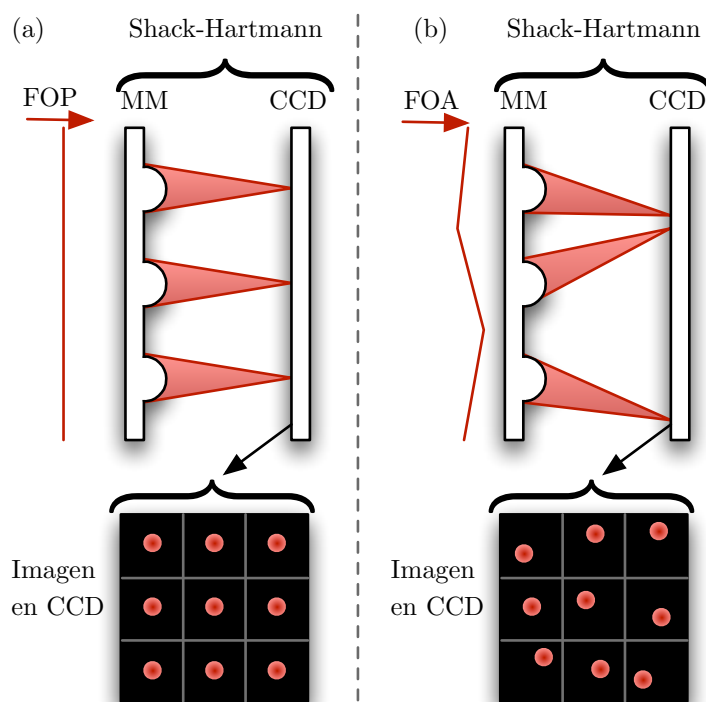


Figura 3.7: Esquema de un sensor de frente de onda de tipo Shack-Hartmann y de la imagen que recoge cuando incide sobre el mismo un haz con un FO (a) plano y (b) aberrado, ya sea por la aberración natural del haz o por la aberración introducida mediante un SLM. FOP significa frente de onda plano, FOA es un frente de onda aberrado y MM es la matriz de microlentes.

de irradiación de forma controlada. Sobre el S-H se forma imagen 1 a 1 de la superficie reflectora del LC-SLM donde se introducen los cambios en la fase del haz (como se mostró en la Figura 3.5). De esta forma, en el S-H se mide el FO en la posición de LC-SLM.

En la Figura 3.8 se muestra una secuencia, a modo de ejemplo, para ilustrar el procedimiento de operación durante el desarrollo de esta tesis para, primero *aplanar* el FO del haz de irradiación (minimizar las aberraciones) y a continuación, introducir la fase deseada en el FO. En primer lugar (Figura 3.8(a)) se mide el FO del haz de irradiación con el S-H. El software utilizado (Haso v3.0) descompone el frente de onda como una suma de polinomios de Zernike. A continuación, mediante un proceso iterativo en bucle cerrado se determina cual es el mapa de fase que, aplicado en el LC-SLM, minimiza la amplitud del frente de onda. Un ejemplo típico de estos mapas de fase se muestra en la Figura 3.8(b). El FO *aplanado*, una vez introducido este mapa

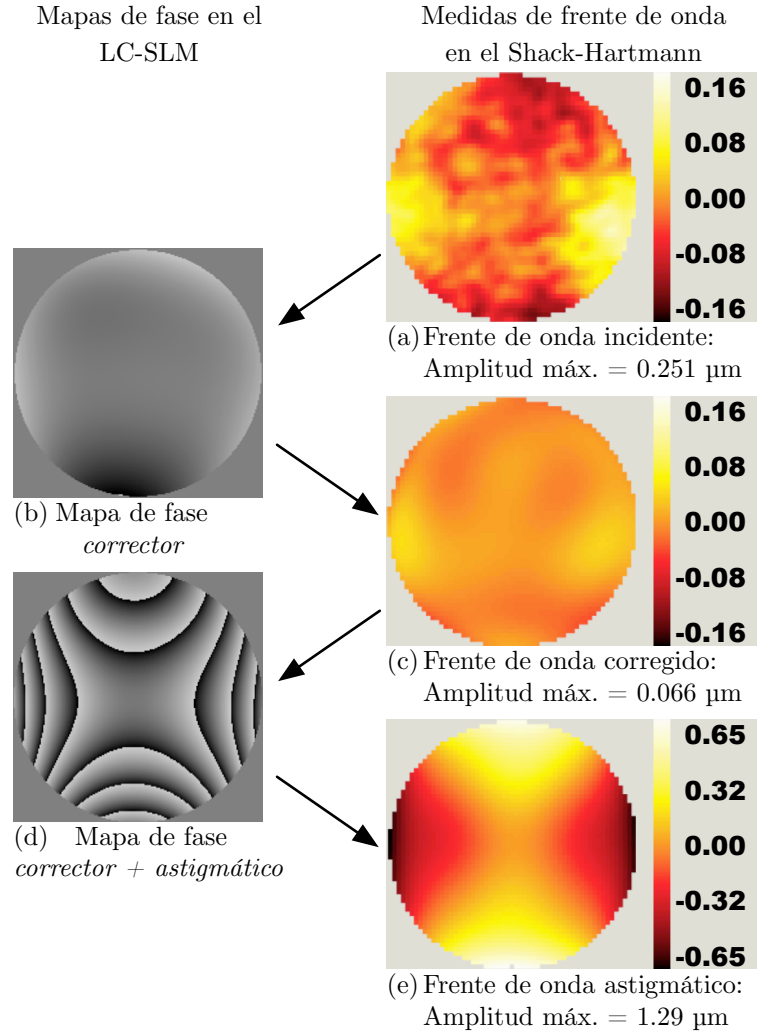


Figura 3.8: Esquema del proceso de modificación del frente de onda del haz de irradiación mediante el sistema de óptica adaptativa (S-H más LC-SLM). (a) Frente de onda inicial del haz de irradiación. (b) Mapa de fase del LC-SLM que aplanar el frente de onda. (c) Frente de onda aplanado del haz de irradiación. (d) Mapa de fase del LC-SLM que introduce una cierta cantidad de astigmatismo en el haz. (e) Frente de onda del haz de irradiación al que se le ha introducido una cierta cantidad de astigmatismo, suprimiendo además sus aberraciones previas.

de fase en el LC-SLM, se muestra en la Figura 3.8(c).

Una vez obtenido el mapa de fase para aplanar el FO del haz de irradiación, se procede a determinar el mapa de fase con el cual se obtiene un determinado FO que se ha introducido como *objetivo*. En el ejemplo mostrado en las Figuras 3.8(d)-(e), el *FO objetivo* debe presentar únicamente una cierta cantidad de astigmatismo, por lo que el mapa de fase al que converge el sistema (Figura 3.8(d)) se encarga de *aplanar el FO* (minimizar las aberraciones presentes en el haz) y simultáneamente introducir únicamente astigmatismo en el FO del haz. Durante el proceso de escritura de una guía de ondas, se mantiene el mismo mapa de fase obtenido por el método anteriormente descrito.

3.1.3.3. Conformación mediante astigmatismo y elipticidad

Para introducir elipticidad en el haz de irradiación además de astigmatismo, se ha modificado el montaje experimental mostrado en la Figura 3.5 con el fin de propagar el haz de irradiación una cierta distancia variable. Para ello se ha introducido un *trombón* en el que un brazo móvil permite desplazar un par de espejos para modificar la distancia de propagación desde su valor mínimo ($d_0^{min} = 83 \text{ cm}$) hasta su valor máximo ($d_0^{max} = 173 \text{ cm}$) (Figura 3.9). Los montajes de las Figuras 3.5 y 3.9 permiten la conformación del haz de irradiación con *astigmatismo puro* ($d_0 = 13 \text{ cm}$), o bien con una combinación de astigmatismo y elipticidad ($83 \text{ cm} < d_0 < 173 \text{ cm}$), como se desarrollará en el Capítulo 5.

3.1.4. Lentes de irradiación utilizadas

Durante el desarrollo de esta tesis se han utilizado como lentes de irradiación (OM en las Figuras 3.4, 3.5 y 3.9) bien objetivos de microscopio de larga distancia de trabajo, o bien lentes esféricas. En la Tabla 3.1 se resumen las características principales de las mismas.

Los objetivos de microscopio se han utilizado principalmente con el sistema de BFR. Son de larga distancia de trabajo, por lo que presentan un gran número de lentes en su interior y por tanto un gran espesor de vidrio (del orden de 10 cm). El vidrio introduce dispersión cromática, por lo que se ensancha la su duración temporal del pulso de irradiación (recordemos que los pulsos del amplificador de BFR presentan una anchura espectral de 9 nm).

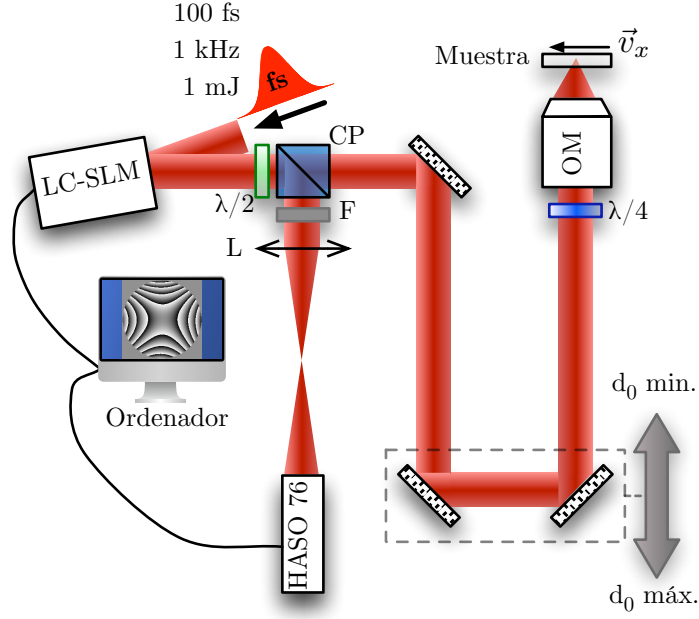


Figura 3.9: Esquema del sistema de escritura de guías de onda mediante conformación del haz de irradiación por astigmatismo y elipticidad. A diferencia del montaje mostrado en la Figura 3.5, este permite una distancia de propagación variable entre el LC-SLM y el OM, de forma que se puede introducir una elipticidad variable en el haz de irradiación.

	Marca	Modelo	NA	f_{eq} (mm)	Φ (mm)
Objetivos Microscopio	Mitutoyo	10X NIR M Plan	0.26	20	12.0
	Mitutoyo	20X NIR M Plan	0.40	10	8.0
	Mitutoyo	50X NIR M Plan	0.42	4	3.4
	Leitz Weltzlar	50X Plan L	0.6	n.d.	n.d.
Lentes asféricas	Newport	KGA110-B	0.40	6.24	5.87
	Newport	KGA330-B	0.68	3.10	5.09

Tabla 3.1: Características principales de las lentes de irradiación utilizadas. f_{eq} es la focal equivalente, Φ es el diámetro de la pupila de entrada, n.d. es “no disponible”.

Para caracterizar el ensanchamiento temporal de los pulsos de irradiación se ha empleado un autorrelator FROG [KYW⁺95, TKD⁺96] (*Frequency Resolved Optical Gating*) de tipo GRENOUILLE [OKGT01] (*G*Rating-*E*liminated *N*o-nonsense *O*bservation of *U*ltrafast Incident *L*aser *L*ight *E*-field). El montaje experimental se muestra

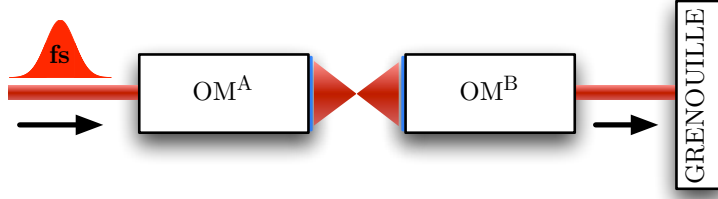


Figura 3.10: Esquema del montaje experimental para la estimación del ensanchamiento temporal introducido en los objetivos de microscopio de irradiación por efecto de la dispersión cromática.

esquemáticamente en la Figura 3.10. Siguiendo este esquema se han medido los tres objetivos de microscopio de la Tabla 3.1 (10X, 20X y 50X) por pares, midiendo la duración de pulso en cada caso. De esta forma se obtiene un sistema de tres ecuaciones con tres incógnitas.

$$\begin{cases} \Delta t + \Delta t_{10X} + \Delta t_{20X} &= 128 \text{ fs} \\ \Delta t + \Delta t_{20X} + \Delta t_{50X} &= 133 \text{ fs} \\ \Delta t + \Delta t_{50X} + \Delta t_{10X} &= 129 \text{ fs} \end{cases} \quad (3.1)$$

Midiendo la duración temporal sin sistema afocal se tiene $\Delta t = 105 \text{ fs}$. Con esto, $\Delta t_{10X} = 9.5 \text{ fs}$, $\Delta t_{20X} = 13.5 \text{ fs}$ y $\Delta t_{50X} = 14.5 \text{ fs}$.

3.1.5. Sistema de imagen de emisión de plasma

Con el fin de poder acceder de forma rápida a determinadas características del VF, se ha implementado un sistema de imagen de la emisión del plasma en la zona del VF (Figura 3.11). El sistema consta de un objetivo de microscopio (en la figura, OM2) que, junto con una lente de tubo de focal $f = 100 \text{ mm}$ (en la figura, LT), forma imagen de la emisión de plasma sobre el sensor de una cámara CCD.

En los resultados mostrados en esta tesis se presentan imágenes tomadas con dos cámaras CCD distintas. La primera (UltraK, modelo kc4400) es una cámara de 8 bits, con control automático de ganancia. La segunda (PCO Imaging, modelo Pixelfly) es una CCD de 12 bits refrigerada, con control manual de ganancia y de tiempo de exposición.

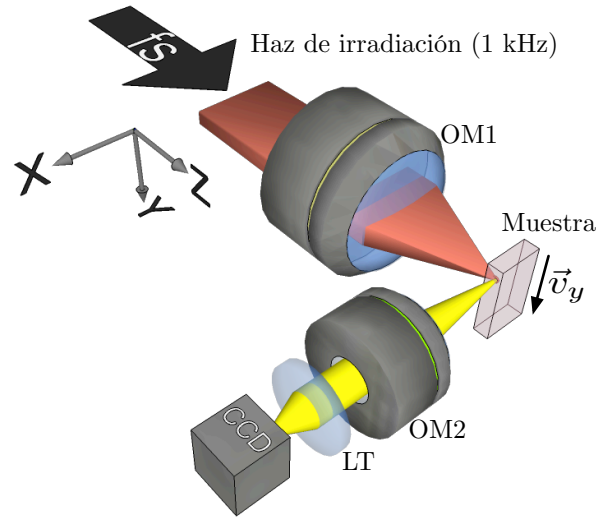


Figura 3.11: Esquema del sistema de imagen de la emisión de plasma en la región del VF. OM1 es el objetivo de microscopio de irradiación, OM2 es el objetivo de microscopio de imagen de emisión de plasma, LT es una lente de tubo de focal $f = 10 \text{ cm}$.

Con este sistema experimental, se han tomado imágenes de emisión de plasma bien en condiciones estáticas de irradiación (sin mover la muestra durante el proceso de adquisición), bien en condiciones dinámicas (moviendo la muestra a velocidad constante). En este último caso, la muestra se desplaza a lo largo del eje Y, para así mantener la emisión del plasma en el foco de OM2 (ver Figura 3.11).

3.2. Caracterización de guías de onda

Una vez se ha fabricado una guía de ondas por alguno de los métodos descritos anteriormente y la muestra se ha desbastado y pulido, se caracterizan diversas propiedades pasivas de las mismas: contraste de índice de refracción, pérdidas por propagación y por acoplo, así como tamaños y desplazamientos modales. En el caso de guías dopadas con iones activos, se procede además a determinar diversas propiedades como la ganancia o características espectroscópicas de las zonas irradiadas. Estos aspectos se detallan continuación.

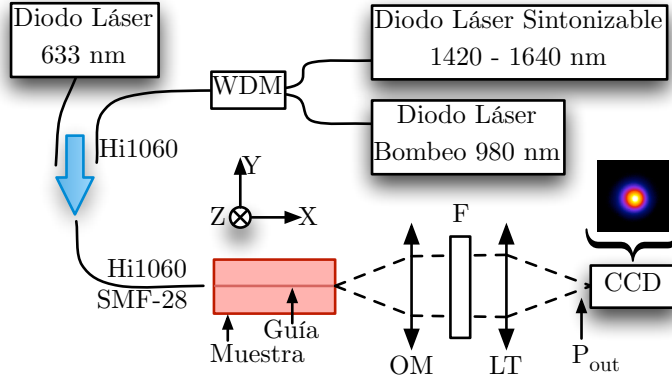


Figura 3.12: Esquema del montaje experimental para caracterizar los modos guiados y las pérdidas de una guía de ondas. WDM es un multiplexor de longitud de onda. OM es un objetivo de microscopio. F es una rueda de filtros. LT es una lente de tubo.

3.2.1. Propiedades pasivas

3.2.1.1. Modos guiados y pérdidas pasivas

El montaje experimental para obtener los perfiles modales y las pérdidas es común, y está esquematizado en la Figura 3.12. Se dispone de tres láseres de diodo con operación a 633 nm, 980 nm y sintonizable en el rango 1420 - 1640 nm. La señal de cualquiera de estos láseres se inyecta en la guía de ondas mediante una fibra de acoplo (Hi1060 o SMF-28, Corning). La fibra de acoplo se sitúa sobre un posicionador micrométrico de 3 ejes (X, Y, Z) mientras un sistema de imagen lateral (con resolución de aproximadamente $5 \mu m$) permite aproximarla a la muestra. La muestra se coloca sobre un posicionador que permite el control de los ángulos $\hat{Z}\hat{X}$ y $\hat{Z}\hat{Y}$ (ver Figura 3.12). El sistema de ejes se ha elegido de forma que coincida con el de los esquemas de irradiación de guías de onda mostrados anteriormente. Ello permite alinear la guía de ondas paralela a la fibra de acoplo. La muestra junto con el posicionador angular se coloca sobre un transaccional micrométrico de 2 ejes (Y, Z). De esta forma se puede enfrenar la guía a la fibra y optimizar el acoplo entre ambas.

A la salida de la guía de ondas se ubica un objetivo de microscopio de 50X (Mitutoyo NIR Plan Apo, de larga distancia de trabajo, OM en la figura) enfocado en la cara de salida de la guía de ondas. Mediante OM se desacopla y colima el modo guiado. Una rueda de filtros (en la figura, F) permite atenuar la intensidad del haz sin introducir aberraciones. El haz es entonces enfocado por una lente de tubo (50

cm de focal) sobre el sensor de una cámara CCD, para registrar las imágenes de los modos guiados. Atendiendo a la longitud de onda, se utilizan dos modelos de cámara diferentes:

- Visible: UltraK modelo kc4400. Sensor de Si con un rango espectral desde 300 a 1000 nm.
- Infrarrojo: Goodrich modelo SU320-1.7 (refrigerada). Sensor es de InGaAs con un rango espectral desde 900 hasta 1700 nm.

Las pérdidas que se producen en la guía de la Figura 3.12 pueden descomponerse como la suma de las pérdidas que se producen en el acoplo entre la fibra y la guía (L_c), las pérdidas que se producen durante la propagación de la señal en la guía (L_{prop}), y las pérdidas que se producen por reflexión en las caras de entrada y de salida de la guía ($L_{Fresnel}$). De esta forma, midiendo tanto la potencia inyectada con la fibra de acoplo, P_{out}^{fibra} , como la potencia que se consigue desacoplar a la salida del sistema P_{out}^{guia} (ambas medidas en la posición P_{out} , quitando los filtros F), se tiene que las pérdidas de inserción en el sistema mostrado (L'_{in}) vienen dadas por:

$$L'_{in} = -10 \log \left(\frac{P_{out}^{guia}}{P_{out}^{fibra}} \right) = L_{prop} + 2L_{Fresnel} + L_c \quad (3.2)$$

El valor de las pérdidas introducidas por reflexiones de Fresnel pueden obtenerse a partir del índice de refracción del material. De esta forma se tiene que

$$L_{Fresnel} = -10 \log [1 - R] = -10 \log \left[1 - \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2 \right], \quad (3.3)$$

donde n_0 es el índice de refracción del aire y n_1 es el del material en el que está escrita la guía.

El valor de las pérdidas de acoplamiento puede obtenerse a partir de las imágenes del modo guiado de la fibra y de la guía. El grado de semejanza entre los modos de la fibra y la guía viene dado por el parámetro η (*mode mismatch*) [MHRH02]:

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_f(z, y) E_g(z, y) dy dz}{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_f^2(z, y) dz dy \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_g^2(z, y) dy dz \right]^{1/2}}, \quad (3.4)$$

donde E_f y E_g son los módulos del campo eléctrico de los modos de la fibra y la guía respectivamente. Así, el parámetro de transferencia de potencia ($K = \eta^2$) puede obtenerse a partir de las imágenes de los modos guiados obtenidas en el montaje experimental:

$$K = \frac{\left[\sum_i \sum_j \sqrt{I_{ij}^f} \sqrt{I_{ij}^g} \right]^2}{\sum_i \sum_j I_{ij}^f \sum_i \sum_j I_{ij}^g}, \quad (3.5)$$

donde I^f e I^g son las imágenes de la distribución de intensidad de los modos guiados de la fibra y la guía respectivamente, e (i, j) son los índices de los píxeles de las mismas. A partir de este valor pueden obtenerse la pérdidas por solapamiento:

$$L_C = -10 \log(K) \quad (3.6)$$

Durante el proceso de medida de pérdidas, se optimiza el acoplo maximizando la potencia de salida P_{out} . Así pues, se asume que en la posición en la que se toma la medida el acoplo es el mejor posible para las distribuciones modales de fibra y guía. A la hora de procesar las imágenes, se ha implementado un código que permite realizar todas las integrales de solapamiento posibles a partir de las imágenes de los modos de fibra y guía (código disponible en el Apéndice A). De esta forma se selecciona la de mayor K , asumiendo que es en esa posición en la que se ha medido la potencia P_{out}

Una vez determinados L_C , $L_{Fresnel}$ y L'_{in} , puede obtenerse L_{prop} a partir de la expresión (3.2). El valor obtenido (L_{prop}) constituye un límite superior para el valor de las pérdidas de propagación. Esto se debe a que en la expresión (3.2) no se tienen en cuenta contribuciones a las pérdidas por desplazamientos angulares o longitudinales. Estos desplazamientos se minimizan experimentalmente maximizando la potencia P_{out} . Con ello, las pérdidas residuales quedan incluidas en L_{prop} , si bien las contribuciones angulares y longitudinales pueden considerarse despreciables frente al resto.

En la práctica, cuando se caracterizan guías escritas en vidrios dopados con Er^{3+} , conviene conocer los valores de pérdidas a la longitud de onda de las comunicaciones ópticas, 1550 nm. Sin embargo, a 1550 nm el ion Er^{3+} presenta una banda de absorción. En ese caso, la caracterización de las pérdidas pasivas se realiza a 1440 ó 1620 nm, fuera de la banda de absorción.

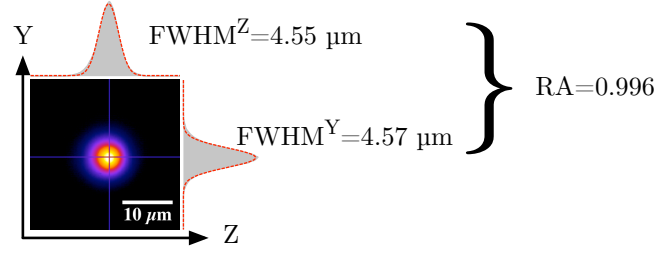


Figura 3.13: Modo guiado a 1620 nm. En gris oscuro se representa el perfil de intensidad horizontal (a lo largo de Z) y vertical (a lo largo de Y) sobre las rectas que pasan por el máximo de intensidad en el modo guiado (sobreimpuestas en azul en la imagen del modo guiado). Las líneas rojas punteadas son los ajustes gaussianos.

En el momento en el que se ha optimizado P_{out} se registran también los modos guiados a diversas longitudes de onda de interés. Así por ejemplo, para vidrios dopados con Er^{3+} e Yb^{3+} se registran, además de los modos guiados a 1620 nm (para obtener las pérdidas), los modos a 1550 nm y a 980 nm.

Finalmente, el análisis de los modos guiados comprende la obtención de la anchura modal (por ejemplo la anchura modal a mitad de máximo o FWHM) según Z e Y (ver Figura 3.13). A partir de estos valores puede obtenerse la relación de aspecto del modo guiado ($RA = FWHM^Z / FWHM^Y$) para estimar la circularidad del mismo y su correlación con las condiciones de procesado.

3.2.1.2. Contraste de índice

En una guía de ondas con un perfil de índice de tipo escalón (*step index*), la apertura numérica viene dada por:

$$NA = \sqrt{2n\Delta n} \quad (3.7)$$

cuando $\Delta n = n_1 - n \ll 1$, siendo n_1 y n los índices de refracción del material modificado y sin modificar, respectivamente [HWGB99].

De la expresión anterior puede obtenerse el contraste de índice de refracción, Δn , conocida la apertura numérica de la guía. Para medir NA se ha utilizado un montaje como el mostrado en la Figura 3.14. Mediante alguno de los láseres descritos en la sección anterior (en función de la longitud de onda a la que se quiera medir el contraste de índice), se inyecta luz en la guía de ondas. Su salida se proyecta sobre una pantalla

a una distancia conocida D . La distribución de intensidad en la pantalla consiste en una serie de anillos formados por la interferencia entre la luz guiada y la luz no acoplada. A esta distribución de intensidad se le hace un ajuste gaussiano para obtener la semianchura (A) a $1/e^2$, y poder estimar así la apertura numérica como:

$$NA = \sin(\theta) = \left[1 + (D/A)^2\right]^{-1/2} \quad (3.8)$$

3.2.1.3. Microscopía óptica de luz blanca

Durante el desarrollo de esta tesis se han utilizado dos modelos de microscopio de luz blanca para inspeccionar las zonas modificadas por los láseres de irradiación: Zeiss modelo Axiophot y Nikon modelo Eclipse Ti. En ambos sistemas se han utilizado diversos objetivos. Conviene destacar que todos ellos carecen de la corrección para *cubre-objetos*, siendo óptimos para la inspección de superficies.

Las muestras bajo estudio en esta tesis son vidrios pulidos con calidad óptica. Las características que se pretenden analizar mediante microscopía óptica son, en general, las asociadas a ligeras modificaciones del índice de refracción (del orden de $\Delta n \approx 10^{-3}$). Esto hace que cuando se observa la sección transversal de una guía de ondas con iluminación en reflexión, no se obtenga contraste suficiente para distinguir la modificación del material (ver Figura 3.15). Es por ello que la configuración de iluminación utilizada en todos los casos ha sido en transmisión.

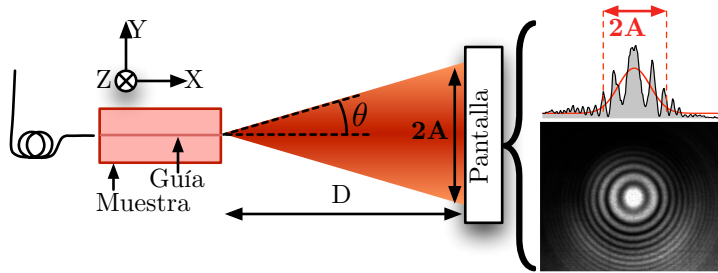


Figura 3.14: Esquema del montaje experimental para la estimación del salto de índice inducido en una guía de ondas. El modo guiado se proyecta en una pantalla ubicada a una distancia D de la cara de salida de la guía. La proyección en la pantalla genera un patrón de interferencia en forma de anillos. A partir del ajuste gaussiano (curva roja) que se realiza al perfil de intensidad (curva negra con sombra gris), se obtiene anchura (A) a $1/e^2$ de la distribución de intensidad.

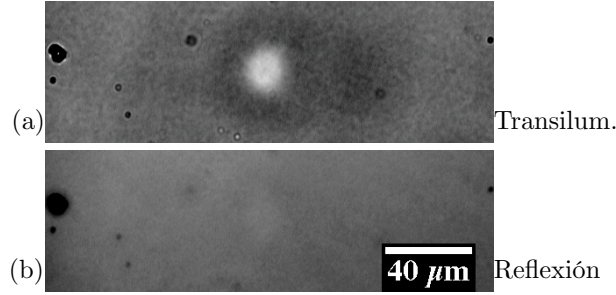


Figura 3.15: Ejemplo de dos imágenes de microscopía de luz blanca correspondientes a la misma región espacial de la muestra: (a) transiluminación de acuerdo al método descrito en esta sección, (b) reflexión.

Para obtener un contraste suficiente es necesario *acoplar* y guiar luz blanca por la guía de ondas. Para ello, en todas las imágenes de transiluminación mostradas en esta tesis, se ha utilizado un método de iluminación no estándar (diferente de la iluminación Köhler, [DA02]) que se describe a continuación. En nuestro caso el condensador no forma imagen del diafragma de campo (DC) en el plano objeto (cara de salida de la muestra) como en configuración Köhler, sino que la imagen del DC se hace en la cara opuesta de la muestra (cara de entrada). El condensador se alinea de forma que la imagen del DC esté centrado en la guía bajo estudio. El DC se cierra al menos a $1/10$ de su apertura total (esto evita que la *luz parásita* no acoplada disminuya el contraste) de forma que el tamaño de la imagen del DC sea comparable a la de la guía. El diafragma de apertura (DA) se cierra entonces hasta casar la apertura numérica de la guía con la del condensador. En la práctica esto se consigue maximizando el contraste con el DA. En la Figura 3.15 se muestra un ejemplo en el que se han tomado dos imágenes de la misma región espacial de una muestra. La imagen superior se ha tomado mediante el método descrito anteriormente. La segunda es una imagen en reflexión en configuración Köhler, en la que la guía de ondas es casi indistinguible.

3.2.2. Propiedades activas

3.2.2.1. Ganancia

En las guías de onda escritas en muestras dopadas con iones de Er^{3+} e Yb^{3+} , se ha analizado su ganancia relativa (o *enhancement*), interna y absoluta (o neta). Para ello se ha implementado un amplificador como el mostrado en la Figura 3.16, en el

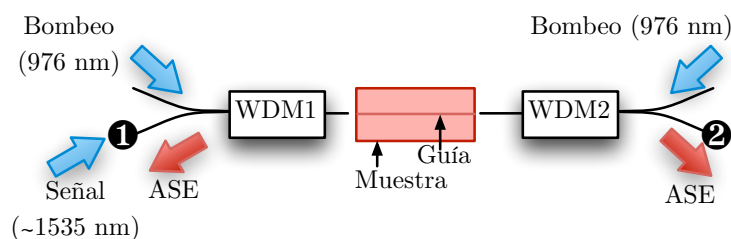


Figura 3.16: Esquema del montaje experimental para la caracterización activa de guías de onda (amplificador de señal). WDM es un multiplexor de longitud de onda, ASE hace referencia a la emisión espontánea amplificada.

Departamento de Física Aplicada de la Universidad de Zaragoza².

En primer lugar se determina la atenuación de la señal (alrededor de 1535 nm, se hace coincidir con el pico de absorción en función de cada vidrio particular). Para ello se inyecta la señal (conocida) en la posición (1) (teniendo en cuenta la calibración de las pérdidas introducidas en el multiplexor 1, WDM1), y se mide su potencia en (2) (teniendo en cuenta la calibración de las pérdidas introducidas en WDM2). Si se conoce la absorción que sufre la señal por otros métodos (por ejemplo mediante medidas de espectroscopía, Sección 3.4.2), se puede descomponer la atenuación sufrida por la señal en pérdidas por absorción y por inserción. Alternativamente, se podrían medir las pérdidas por inserción por el método descrito en la Sección 3.2.1.1. Sin embargo conviene recordar que por aquel método se miden las pérdidas a una longitud de onda que no es exactamente la de interés en este caso, precisamente para evitar la absorción por parte de los iones activos del material.

Inyectando bombeo (a 976 nm) co-, contrapropagante o de forma bidireccional, se mide el incremento en la señal medida en (2) respecto a (1) (descontando la contribución a la señal por emisión espontánea amplificada, ASE). De esta forma se obtiene la medida de la ganancia relativa (o *enhancement*) de la guía de ondas para un determinado bombeo. Descontando la atenuación de señal se obtiene la ganancia absoluta. Otro parámetro de interés para caracterizar la guía de ondas es la ganancia interna, que se obtiene a partir de la diferencia entre la ganancia relativa y la contribución a la atenuación de la señal debida a la absorción [VFSM⁺10, VRB⁺10].

²Bajo la supervisión del Prof. Miguel Ángel Rebolledo y el Dr. Juan Antonio Vallés, y con la colaboración de José Antonio Sánchez y Víctor Berdejo.

3.2.2.2. Microfluorescencia confocal

Esta técnica se ha empleado puntualmente³ en la Sección 4.6. Se ha usado en un vidrio de fosfato para determinar las características espectroscópicas de sus iones dopantes (Er^{3+} e Yb^{3+}) en las regiones irradiadas por un láser de femtosegundos y, a partir de ellas, determinar el origen del cambio de índice inducido en el material.

Para excitar el material se bombea bien con un láser de argón (488 nm, excitación directa de los iones de Er^{3+}), bien con un láser de diodo a 980 nm (excitación directa mayoritaria de los iones de Yb^{3+}). Los láseres se introducen en el camino de excitación de un microscopio confocal y son enfocados ligeramente por debajo de la superficie del material mediante un objetivo de microscopio de 50X ($NA = 0.75$). La emisión de fotoluminiscencia (PL) o *upconversion* (UC) generada es recogida por el mismo objetivo, atraviesa un filtro para eliminar las longitudes de onda de excitación, y se enfoca en una apertura confocal. La señal se introduce a continuación en un espectrógrafo con una cámara CCD refrigerada. De esta forma se registra el espectro de emisión de un único punto de la muestra. La muestra se coloca en una base motorizada de forma que, al desplazarla un paso conocido, se pueden barrer las secciones transversales de las estructuras bajo estudio. En particular, se han tomado espectros cada 2 μm (el tamaño del *spot* es inferior a 1 μm). Así, pueden reconstruirse imágenes que representen diversas características espectroscópicas tales como las variaciones espaciales de la intensidad de emisión, de la longitud de onda central o de la anchura de pico. De estas imágenes puede extraerse información muy valiosa acerca de las modificaciones locales de índice, como se verá en la Sección 4.6.

3.3. Fabricación de vidrios

Los vidrios fabricados en el desarrollo de esta tesis, se han realizado por el procedimiento estándar de fusión [FN03] a partir de reactivos de alta pureza en polvo (al menos del 99.99 % de pureza en peso). Estos reactivos se mezclan mecánicamente mediante un molino de bolas. La mezcla se deposita en un crisol de oro, platino o alúmina (en función del vidrio fabricado) para ser introducida en un horno eléctrico vertical. La temperatura de fusión en el horno se ha adaptado a cada vidrio en particular. Así por ejemplo, en el caso de los vidrios basados en $Te - Ti - Nb$, el horno permanece a 780° C durante 45 minutos en crisol de Au , mientras que en los vidrios de fosfato la

³Bajo la supervisión del Dr. Daniel Jaque en las instalaciones de la Universidad Autónoma de Madrid

fusión dura típicamente 3 horas a 1450° C en un crisol de *Pt*.

Una vez que la mezcla de reactivos en polvo se ha fundido y mezclado en el horno, se realiza una agitación mecánica con una varilla eléctrica. El compuesto fundido se vierte entonces en un molde de latón precalentado, al que se le ha dado la forma que se desea para el bloque final de vidrio. Inmediatamente después, la muestra se introduce en un horno de recocido, para evitar su rotura por choque térmico. En este proceso, el vidrio se mantiene 15 minutos a una temperatura ligeramente inferior a la *temperatura de transición vítrea*, T_g . Tras este estadio, el vidrio se enfría a una velocidad controlada de 3°min^{-1} .

En el caso particular de los vidrios de fosfato, no se ha podido utilizar la varilla eléctrica para proceder a la agitación mecánica en estado fundido, debido a la elevada reactividad de la mezcla fundida. En estos casos, se ha colado el vidrio, se ha triturado a polvo y se ha refundido, repitiendo este proceso un total de 3 veces, hasta conseguir la homogeneización completa del material. Algunos de los reactivos utilizados para la preparación de estos vidrios son de naturaleza fuertemente hidrófila (P_2O_5). Para compensar la modificación estequiométrica que ocasiona la incorporación de agua al vidrio, se ha calibrado este efecto y corregido la concentración inicial de reactivos a partir de medidas composicionales en un proceso iterativo. Finalmente, se ha medido la composición de cada muestra (ver Sección 3.4.1) para determinar las concentraciones finales de las especies utilizadas.

3.4. Caracterización de vidrios

3.4.1. Análisis composicional: PIXE y FRX

Para determinar la composición atómica de las muestras utilizadas (incluidas las comerciales), se han utilizado dos técnicas composicionales: emisión de rayos X inducidos por partículas (PIXE, por *Particle Induced X-Ray Emission*) [JAJ70, JJ76] y fluorescencia de rayos X (FRX) [Ber75].

El método PIXE (FRX) es un método analítico atómico que permite conocer la concentración de los elementos presentes en la muestra. Para ello, se irradia la muestra con partículas cargadas (rayos X). Este haz de partículas cargadas (rayos X) arranca electrones de las diversas capas electrónicas de los átomos del material. Cuando estos electrones se desexcitan, emiten rayos X característicos de cada especie (ver Figura 3.17). El espectro de emisión está formado en ambos casos por una serie de picos

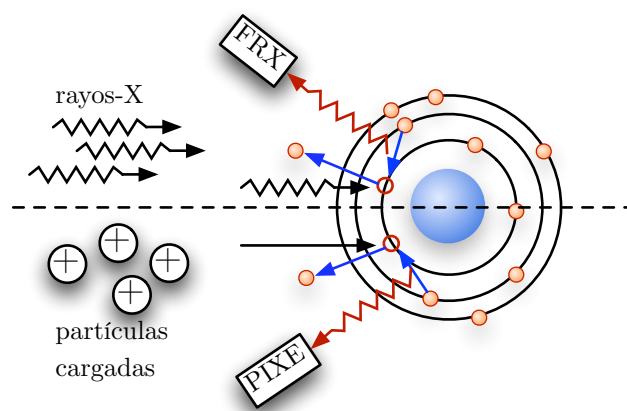


Figura 3.17: Esquema del funcionamiento de la técnicas de FRX (mitad superior) y PIXE (mitad inferior).

cuyas energía corresponden a las líneas de rayos X características de las especies de la muestra y cuya área (intensidad) está directamente relacionada con la concentración de esa especie en particular. Con estas técnicas se pueden determinar los constituyentes de una muestra cuyo número atómico sea superior al del Na ($Z=11$).

3.4.2. Espectroscopía de absorción

El borde de absorción ultravioleta y las bandas de absorción de los iones activos (en las muestras dopadas), se han determinado mediante medidas de transmisión espectral. Para ello se ha utilizado un espectrofotómetro comercial (Varian, modelo Cary 5000).

En estas medidas, la fracción de luz absorbida por la muestra se ha determinado por comparación de la intensidad I_0 de un haz de referencia frente a la intensidad del haz de *muestra*, I , detectada tras atravesar la muestra de espesor conocido (L). La intensidad del haz de muestra (I) se ve afectada por la propia absorción de la muestra y por las reflexiones en las intercaras aire-muestra y muestra-aire. De esta forma, la transmisión T puede expresarse como [BN95]:

$$T = \frac{I}{I_0} = (1 - R)^2 e^{-\alpha L} \quad (3.9)$$

donde α es el coeficiente de absorción y R es el coeficiente de reflexión de Fresnel a incidencia normal en la intercara aire-muestra (ver expresión (3.3)). En la Figura 3.18(a) se muestra una medida típica de transmisión óptica en un vidrio de fosfato

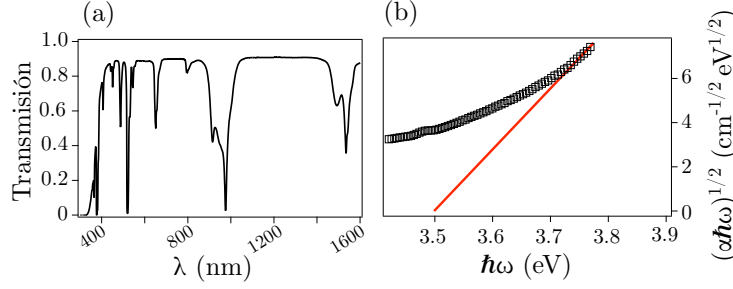


Figura 3.18: (a) Transmisión espectral de un vidrio de fosfato dopado con Er_2O_3 e Yb_2O_3 . (b) Representación gráfica de $\sqrt{\alpha\hbar\omega}$ en función de $\hbar\omega$ (\square), la línea roja continua es el ajuste a la expresión (3.10) en la región de máxima pendiente. En (b) se han eliminado los puntos a partir de ≈ 3.8 eV, ya que la transmisión del vidrio es tan baja que la curva aparece plana (y con un ruido notable).

dopado con Er_2O_3 e Yb_2O_3 , elaborado según lo descrito en la Sección 3.3.

Para estimar el borde de absorción UV se ha hecho uso de la expresión [SI00, LAB⁺05]:

$$\alpha\hbar\omega = (\text{constante}) (\hbar\omega - E_g)^2, \quad (3.10)$$

donde $\hbar\omega$ es la energía de los fotones. En la Figura 3.18(b) se ha representado $\sqrt{\alpha\hbar\omega}$ en función de $\hbar\omega$ a partir de los valores representados en (a). Se ha realizado un ajuste lineal en la zona con valores más elevados de α (línea roja) y se ha extrapolado para obtener el corte con $\sqrt{\alpha\hbar\omega} = 0$, con lo que $E_g = 3.5$ eV.

La expresión (3.10) es válida en la región del espectro en la que se tienen valores de $\alpha \gtrsim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ [SI00]. En las curvas de transmisión obtenidas, el espectrofotómetro utilizado puede detectar valores de hasta $T = 1 \times 10^{-4}$. Como la transmisión escala con $e^{-\alpha L}$, el máximo valor de α accesible en el sistema experimental está limitado por el espesor de la muestra:

$$\alpha L \leq \ln(1 \times 10^{-4}) \quad (3.11)$$

Los vidrios que se utilizan tienen típicamente un espesor comprendido entre 1 mm y 1.5 cm, lo que corresponde a valores de α comprendidos entre ~ 90 y $\sim 6 \text{ cm}^{-1}$, respectivamente. Esto supone que al realizar un ajuste a la expresión (3.10) para obtener el valor de E_g , lo que se obtiene es en realidad un límite inferior de este valor.

3.4.3. Caracterización de las propiedades ópticas no lineales

Como se mostró en la Sección 2.7.1, el primer término no lineal de la susceptibilidad óptica en el caso de los vidrios es $\chi^{(3)}$. $\chi^{(3)}$ es un tensor de cuarto orden con 81 elementos. En el caso de los materiales isótropos (como los vidrios), solo 21 de esos 81 elementos son no nulos. De estos 21 elementos, sólo 3 son independientes. En el caso de procesos degenerados, cuando todas las ondas involucradas poseen la misma longitud de onda, el número de elementos independientes se reduce a 2 [Boy08].

Durante el desarrollo de esta tesis, se ha caracterizado la respuesta no lineal de algunos vidrios determinando el módulo de los elementos diagonales de $\chi^{(3)}$ mediante la técnica de mezclado de cuatro ondas degenerado (DFWM por *Degenerate Four Wave Mixing*). Para realizar esta medida, el medio óptico no lineal (que se asume sin pérdidas), es iluminado por dos haces de bombeo y un haz de señal que genera un cuarto haz (haz conjugado). De forma intuitiva, en el caso de utilizar polarizaciones lineales y paralelas, el mezclado de cuatro ondas puede entenderse como el resultado de la difracción sufrida por el haz de señal en la red de difracción (transitoria, si se utilizan haces pulsados) creada por la interferencia entre los dos haces de bombeo. La interferencia de los dos haces crea, por efecto Kerr, una modulación periódica de índice de refracción en el material [Boy08].

La configuración experimental utilizada se muestra en la Figura 3.19, en la cual los tres haces copropagantes se solapan temporal y espacialmente en la muestra mediante una única lente. Los tres haces (2 de bombeo más la señal) se sitúan espacialmente sobre los vértices de un cuadrado centrado en el eje óptico. Los haces de bombeo pasan por vértices opuestos. Sus intensidades son I_p para los haces de bombeo e I_s para el haz de señal. A la salida del sistema, el haz conjugado, de intensidad I_c , se sitúa en el vértice opuesto al haz de señal.

Para obtener un valor del módulo de $\chi^{(3)}$ se hacen dos asunciones previas: (a) las variaciones del campo eléctrico son pequeñas en la escala de la longitud de onda (aproximación *slow varying envelope*) y (b) la eficiencia del proceso es pequeña ($I_c \ll I_p, I_s$). Así, aplicando las condiciones de contorno impuestas por la geometría de los haces en el sistema experimental, se obtiene [Sut96]:

$$I_c \cong \left(\frac{3\pi L}{\epsilon_0 n_0^2 \lambda c} \right) \left| \chi_{xxxx}^{(3)} \right| I_p^2 I_s, \quad (3.12)$$

donde L es la longitud sobre la cual solapan los haces y λ es la longitud de onda

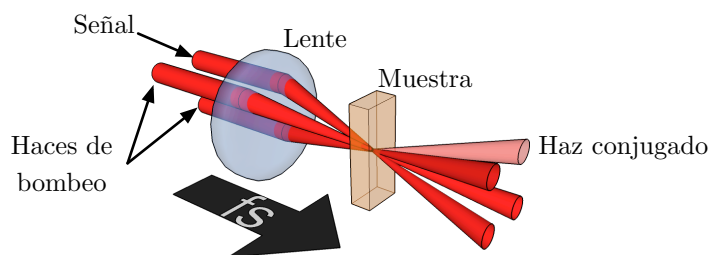


Figura 3.19: Esquema de la configuración experimental para las medidas de $\chi^{(3)}$ mediante DFWM a 800 nm.

de los mismos. De esta forma puede obtenerse una expresión para el módulo de la susceptibilidad óptica de tercer orden, en función de la intensidad del haz conjugado y de los tres haces de entrada para un material centrosimétrico. En la práctica, la susceptibilidad de tercer orden se determina de forma sencilla comparando la respuesta del material con la de un patrón conocido, como la sílice.

3.5. Métodos de modelización

3.5.1. Modelización del VF en presencia de PNL

Para considerar los efectos de la PNL en el haz de irradiación, y en particular en el volumen focal, se han implementado diferentes simulaciones para reproducir los resultados experimentales. Estas simulaciones se basan en la ecuación de Schrödinger no lineal modificada, que se resuelve mediante el propagador GAFFE⁴. La principal ventaja del propagador GAFFE es el uso de una rejilla de cálculo que se adapta a las condiciones de cada simulación en particular. De esta manera se optimiza la resolución espacial a la par que se reduce el tiempo de cálculo. Para una descripción completa de las simulaciones, se remite al lector al Apéndice B.

En el Capítulo 4 se hace un uso extensivo de las mismas en dos variantes diferentes y siempre en irradiaciones que involucran ionización a tres fotones. En primer lugar se han simulado secciones transversales del VF representando el cubo de la intensidad en la misma. Esta forma de representación se ha utilizado para reproducir algunas características que aparecen en las imágenes de microscopía de las guías de onda mostradas en el Capítulo 4. La elección de la tercera potencia de la intensidad proviene del hecho de que se han simulado condiciones en las que la absorción multifotónica se

⁴Este propagador ha sido desarrollado por el Dr. Eduard J. Grace, Imperial College, Londres.

ha producido a tres fotones, por lo que es de esperar que el perfil de la zona modificada escale con la tercera potencia de la intensidad del haz de irradiación en el VF.

Por otra parte, también se han hecho representaciones de la sección transversal del VF en las que se ha mostrado la intensidad de forma lineal, y se han utilizado para reproducir algunas características de la emisión de plasma en condiciones de irradiación. En estas simulaciones se ha implementado una variante que tiene en cuenta el perfil temporal del pulso. Para ello se ha dividido el pulsos de irradiación en secciones temporales (1.3 fs). Cada sección se ha propagado de forma independiente, y se ha obtenido su contribución a la intensidad en el VF. Finalmente se han sumado las contribuciones de todas las secciones temporales, obteniendo así la intensidad del pulso de irradiación en el VF.

3.5.2. Modelización del VF en presencia de astigmatismo

En el Capítulo 5 se analiza la conformación espacial del haz de irradiación mediante la introducción de astigmatismo en el haz de irradiación. Para modelar los efectos del astigmatismo en el VF, inicialmente se ha considerado un modelo basado en la propagación del haz mediante matrices ABCD. Este primer modelo se explica detalladamente en la Sección 5.3.2 (Modelo ABCD-1), mientras que el código para su ejecución se detalla en el Apéndice C.

A continuación se ha desarrollado una implementación de este modelo que refleja algunas particularidades del montaje experimental (modelo ABCD-2). En particular, el segundo modelo tiene en cuenta los efectos de difracción que aparecen en el VF por el pinzamiento del haz de irradiación en aperturas duras. Este modelo se detalla en la Sección 5.4.2, mientras que el código para su ejecución está también disponible en el Apéndice C.

3.5.3. Modelización de las propiedades activas de guías de onda

Para modelizar el comportamiento de las guías de onda activas (en materiales dopados con Er^{3+} e Yb^{3+}), y en particular de los amplificadores ópticos implementados, se han realizado simulaciones⁵ de acuerdo con lo descrito en [VRC06].

⁵Simulaciones desarrolladas y realizadas por el Dr. Juan Antonio Vallés, Departamento de Física Aplicada, Universidad de Zaragoza.

3.6. Relación de muestras

En la Tabla 3.2 se detalla la relación de las muestras utilizadas durante esta tesis, tanto las comerciales como las fabricadas en el Instituto de Óptica. Las composiciones se han obtenido a partir de medidas de FRX y PIXE. Los valores de E_g se han estimado a partir del borde de absorción ultravioleta.

Vidrio	Fabricante	Nombre	Composición molar	Dopantes Activos (% en peso)	E_g (eV)	Régimen de procesado
Sílice	Schott	Lithosil	SiO_2	–	7.2	BFR, 5 fotones
Fosfato	Kigre	MM2	$75.7P_2O_5 - 14.3Al_2O_3 - 4.6Ge_2O_2 - 3.0MgO - 0.84Yb_2O_3 - 0.79Er_2O_3 - 0.6Nb_2O_5 - 0.2La_2O_3$	2.6 % Er_2O_3 , 2.9 % Yb_2O_3	3.7	BFR, 3 fotones
Fosfato	Kigre	MM2	$80.3P_2O_5 - 15.4Al_2O_3 - 1.6La_2O_3 - 1.6SiO_2 - 0.6Nb_2O_5 - 0.6Er_2O_3$	1.8 % Er_2O_3	3.8	BFR, 3 fotones
Fosfato	IO	Fosfato-1	$70.6P_2O_5 - 12.2La_2O_3 - 9.7Al_2O_3 - 5.1K_2O - 1.1Yb_2O_3 - 0.9Ce_2O_3 - 0.5Er_2O_3$	1.23 % Er_2O_3 , 2.67 % Yb_2O_3	3.5	BFR, AFR, 3 fotones
Fosfato	IO	Fosfato-2	$68.0P_2O_5 - 12.4La_2O_3 - 10.1Al_2O_3 - 4.8K_2O - 2.6Yb_2O_3 - 1.3Er_2O_3 - 0.9Ce_2O_3$	2.25 % Er_2O_3 , 4.30 % Yb_2O_3	3.5	AFR, 3 fotones
Telurito	IO	Nd:TeTiNb	$80.2TeO_2 - 14.5Nb_2O_5 - 4.8TiO_2 - 0.5Nd_2O_3$	1.00 % Nd_2O_3	2.9	AFR, 3 fotones

Tabla 3.2: Relación de muestras utilizadas. IO es “Instituto de Óptica” (CSIC). La información de la columna “Dopantes activos” es redundante con la columna anterior, sin embargo es útil para comparar con los valores dados en la literatura, que habitualmente se dan en % en peso. En el caso de la muestra TeTiNb, las posiciones dadas son las calculadas a partir de la preparación del vidrio.

Optimización de la escritura de guías de onda a BFR (I): conformación del perfil de intensidad

En este capítulo se presentan resultados derivado de la producción de guías de onda en sílice y vidrios de fosfato. Se analizan de forma sistemática la influencia de diversos parámetros durante la escritura de guías de onda mediante conformación espacial por apertura y a baja frecuencia de repetición. Este estudio pretende establecer relaciones consistentes entre los parámetros analizados y sus efectos sobre la PNL en el material. Identificados los efectos nocivos de la PNL, se proponen y aplican estrategias para mitigarlos, obteniendo guías de onda de buenas prestaciones tanto pasivas como activas. Adicionalmente, al final del capítulo se presenta un estudio acerca del origen del contraste de índice en las guías de onda fabricadas en un vidrio de fosfato.

En el Capítulo 2 se han descrito los distintos procesos (lineales y no lineales) que afectan a la propagación del haz hasta el volumen focal (VF), y que resultan en una deformación del mismo. También se ha mostrado cómo es en la zona del VF donde se produce principalmente la modificación del material. Por tanto es de crucial importancia el control de la sección transversal del VF, especialmente al trabajar en el régimen de BFR. En este capítulo se presenta una aproximación basada en la conformación espacial del perfil de intensidad del haz de irradiación para obtener un VF con una sección transversal simétrica ($RA \approx 1$).

4.1. Conformación del VF mediante el perfil de intensidad: elipticidad

Cuando se enfoca en el seno de un material un haz gaussiano circular (de radio R_x) mediante una lente (de apertura numérica NA), la distribución de intensidad en las proximidades del foco viene dada por [Lau96]

$$I_{circ}(x, y, z) = \frac{1}{1 + (z^2/z_0^2)} \exp \left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega_0^2(1 + z^2/z_0^2)} \right], \quad (4.1)$$

donde $\omega_0 = \lambda/\pi NA$ es la semi-anchura del haz en el foco y z_0 es el rango de Rayleigh. En la expresión anterior, el haz se propaga según z , siendo $z = 0$ la posición del foco geométrico del haz. Si el haz es elíptico, con un eje largo $2R_x$ y con un eje corto $2R_y \neq 2R_x$, la distribución de intensidades en el foco viene dada entonces por [CSM⁺03]

$$I_{elip} = \frac{1}{\sqrt{1 + z^2/z_{0x}^2}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + z^2/z_{0y}^2}} \times \exp \left[\frac{-2x^2}{\omega_{0x}^2(1 + z^2/z_{0x}^2)} \right] \exp \left[\frac{-2y^2}{\omega_{0y}^2(1 + z^2/z_{0y}^2)} \right], \quad (4.2)$$

donde $\omega_{0x} = \omega_0$, $z_{0x} = z_0$, $\omega_{0y} = (R_x/R_y)\omega_0$ y $z_{0y} = (R_x/R_y)z_0$. De esta forma, eligiendo correctamente la relación entre los semiejes (R_x/R_y) del haz de irradiación, puede generarse una situación en la que $\omega_{0y} = z_0$ o incluso que $\omega_{0y} = z_0 + \Delta z$ (recordemos que Δz es la contribución de la aberración esférica a la longitud del VF, ver sección 2.6.2, expresión (2.18)), de forma que, en el régimen lineal de propagación, se obtenga una sección trasversal circular de depósito de energía en el procesado de guías de onda.

En la práctica, para obtener un haz elíptico puede implementarse un telescopio cilíndrico con lentes de focales f_1 y f_2 , de forma que el haz a la salida del telescopio será elíptico. Su tamaño vendrá entonces dado por $R_y/R_x = f_2/f_1$. Esta forma de conformar espacialmente el haz fue reportada por primera vez en 2002 por Cerullo y colaboradores [COT⁺02, OTM⁺03], y recibió el nombre de *astigmatic shaping*. Además, al generar un haz elíptico de esta forma, se puede introducir cierta cantidad de astigmatismo en el haz desajustando el telescopio. Al desajustarlo, una de las componentes (X o Y) no queda perfectamente colimada, desplazando la posición del foco una cierta distancia z_{rel} . En este caso, la intensidad en el VF viene dada por

$$I_{elip}^{astig}(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{z^2}{z_{0x}^2}}} \times \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{(z - z_{rel})^2}{z_{0y}^2}}} \times \exp \left[\frac{-2x^2}{\omega_{0x}^2 [1 + (z/z_{0x})^2]} \right] \exp \left[\frac{-2y^2}{\omega_{0y}^2 [1 + [(z - z_{rel})/z_{0x}]^2]} \right]. \quad (4.3)$$

La conformación de un haz mediante un telescopio cilíndrico, presenta la desventaja de no permitir cambiar a voluntad la elipticidad del haz (para modificar el aspecto de la sección transversal del VF) una vez se han elegido las focales f_1 y f_2 . Sin embargo, un desajuste del telescopio permite controlar de forma precisa la sección transversal del VF [OTM⁺03].

La Figuras 4.1(a) y (b) muestran dos ejemplos de distribuciones de intensidad en la sección del VF de acuerdo con las expresiones (4.1) y (4.3) respectivamente. En la Figura 4.1(b) se ha tomado un valor arbitrario de z_{rel} , ya que la influencia de este parámetro se discutirá más adelante. En estas representaciones se muestra como claramente la simetría de la sección del VF ha mejorado al utilizar un haz elíptico respecto al caso en el que se usa un haz circular. Aunque la distribución de intensidades mostrada en la Figura 4.1 corresponda a la sección ZY , se han representado con líneas blancas los dos perfiles de $\omega_x(z)$ y $\omega_y(z)$, correspondientes a las secciones ZY y ZX . Así, en la Figura 4.1(b) puede verse como el valor de $\omega_y(z)$ es mucho mayor que el de $\omega_x(z)$ en el foco ($z = 0$). De esta forma, puede intuirse que la geometría del VF resultante con este tipo de conformación corresponde a un *disco* delgado, con sus ejes mayores contenidos en el plano ZY (dados por $2z_0$ y $2\omega_{0y}$) y su eje menor (“espesor”) contenido en el eje X (dado por $2\omega_0$).

Otra aproximación para obtener un haz con una elipticidad controlada es la de

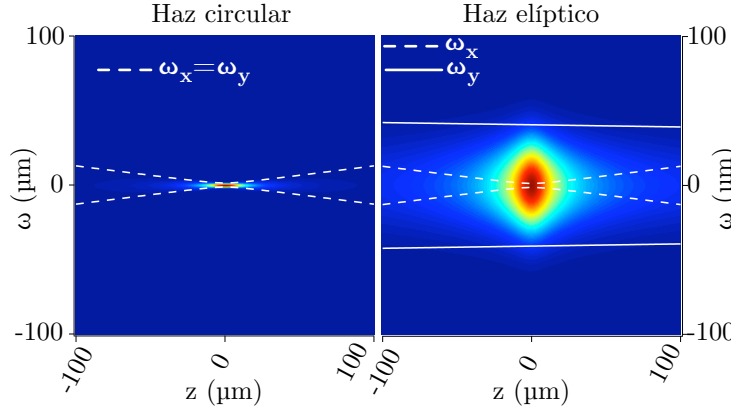


Figura 4.1: Representaciones de la intensidad en las secciones transversales ZY , de acuerdo con (4.1) y (4.3), de dos haces gaussianos. (a) Haz gaussiano circular y (b) haz gaussiano elíptico, con R_y elegido de forma tal que $\omega_{0y} \approx z_0$. Las líneas blancas corresponden con los valores de las semi-anchuras de haz en los planos ZX y ZY . El láser incide por la izquierda.

introducir una apertura rectangular variable antes de la lente de enfoque. Este método se conoce como *conformación por apertura* (o *slit shaping*), y fue descrito por primera vez en 2003 por Cheng y colaboradores [CSM⁺03], y ampliamente utilizado con posterioridad [AMSW05, DBSF⁺07]. De acuerdo con el convenio de ejes descrito anteriormente, la apertura rectangular debe estar orientada con su eje mayor a lo largo de X . El hecho de usar una apertura hace que el perfil de intensidad del haz no sea realmente gaussiano, sino más próximo a un “top-hat”. Sin embargo, ello no afecta [CSM⁺03] a la simetría cuasi-circular del “disco focal” que pretende generarse. Conviene indicar que las expresiones que propone Cheng para la intensidad en el VF al realizar conformación por apertura rectangular (expresión (4.2), [CSM⁺03]) no son completamente correctas. El tamaño de las aperturas utilizadas (ΔS_y) para la conformación espacial del haz es típicamente de centenares de micras. Estas aperturas introducen difracción en el haz en uno de sus ejes, lo que imprime un cierto radio de curvatura a lo largo de este eje (Y) mientras el otro (X) permanece colimado. Esto induce cierta cantidad de astigmatismo en el haz (radios de curvatura diferentes para ejes diferentes). Una forma más completa de describir el VF cuando se realiza la conformación mediante apertura rectangular es la descrita por Cerullo y colaboradores (expresión (4.3), [COT⁺02],[OTM⁺03]).

Cuanto más cerca esté la apertura del objetivo de irradiación, menor será el radio de curvatura del haz difractado (según Y) en la posición de la pupila de entrada

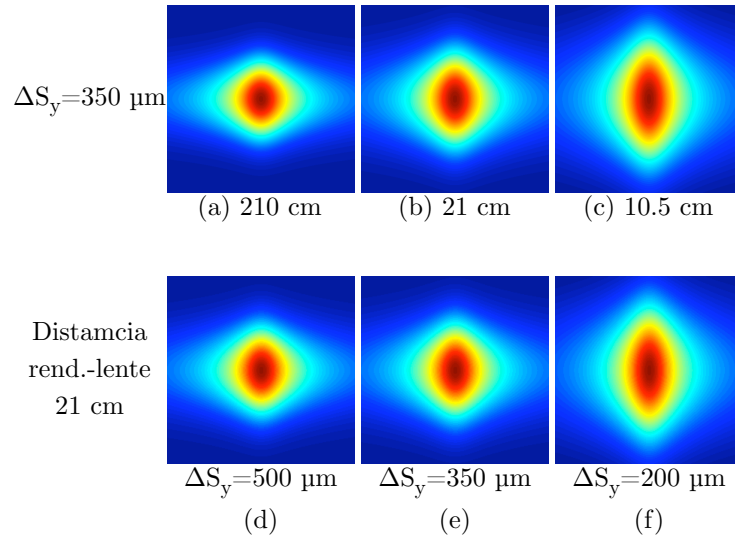


Figura 4.2: Representaciones de la intensidad de las secciones transversales ZY del VF de un haz gaussiano elíptico para distintas distancias entre la apertura y la lente de enfoque: (a) 210 cm, (b) 21 cm y (c) 10.5 cm con una apertura de $350 \mu m$, y (d)-(f) para distintos valores de ΔS_y , manteniendo fija la separación entre la apertura y la lente de irradiación (21 cm). $NA = 0.26$, $f = 20 mm$. El haz incide por la izquierda. Las imágenes son de $100 \mu m \times 100 \mu m$ y se les ha aplicado un ajuste lineal de contraste.

del objetivo de irradiación. Sin embargo, el radio de curvatura según X permanece constante (en esta dirección, el haz está colimado). Por tanto, el haz presentará una notable cantidad de astigmatismo. Sin embargo, si se aleja suficientemente la apertura del objetivo de irradiación, el radio de curvatura a lo largo de Y será aproximadamente infinito (frente plano) y el haz ya no presentará astigmatismo. En la Figura 4.2(a)-(c) se ilustra el efecto que tiene la separación entre la apertura rectangular y la lente de enfoque para aun valor de ΔS_y dado. De igual forma, la elipticidad del haz (el tamaño de la apertura) también afecta a la forma que tenga la sección transversal del VF. Este efecto se ilustra en Figuras 4.2(d)-(f) para una separación fija de 21 cm entre la apertura y la lente de irradiación.

Durante el desarrollo de esta tesis se van a presentar resultados en los que el haz se ha conformado elípticamente mediante una apertura rectangular de tamaño variable. Todas las irradiaciones se han hecho ubicando la apertura en una posición fija (21 cm) delante de la lente de enfoque, mientras que para controlar la forma de la sección ZY del VF se ha modificado la anchura (ΔS_y) de la apertura variable.

Como ya se ha mencionado, el VF de un haz elíptico tiene la forma de un disco

plano con sus ejes mayores contenidos en el plano ZY y su eje menor contenido en el eje X . El *espesor* de dicho disco (a lo largo de X , de acuerdo con el convenio de ejes de este documento) depende de la apertura numérica de la lente de enfoque (fijada la longitud de onda) de acuerdo con la expresión 2.14, que para un haz gaussiano ideal toma el valor D :

$$D = \frac{2\lambda}{\pi NA}. \quad (4.4)$$

Si se procesa la guía de ondas a una frecuencia de repetición f , y la muestra se desplaza a una velocidad \vec{v}_x (en lo sucesivo, v), la separación espacial entre las zonas transformadas en el material por pulsos consecutivos será v/f . Para que la modificación sea continua, debe cumplirse que $\frac{v}{f} < D$. Bajo condiciones experimentales típicas ($NA = 0.26$, $\lambda = 800 \text{ nm}$), la velocidad de escritura debe cumplir $v \leq 2 \text{ mm/s}$ para que solapen espacialmente las zonas modificadas por pulsos consecutivos. Este valor representa el límite superior para tener solapamiento. No obstante las velocidades típicas de escritura para las que se obtienen guías de onda con mejores propiedades pasivas oscilan entre las decenas y las centenas de micras por segundo, garantizando la coincidencia de entre 10 y 100 pulsos en D ([SNN⁺03, AMSW05, DBSF⁺07]). Si no se respeta esta condición, se obtienen modificaciones periódicas del índice de refracción a lo largo del eje X , en cuyo caso no se generaran guías de onda sino redes de Bragg [ZELH06].

4.2. Efecto de los parámetros básicos en las guías de onda

4.2.1. Tamaño de la apertura: elipticidad del haz

Como se ha visto en la sección anterior, una posible estrategia para generar un haz cuasi-elíptico consiste en introducir una apertura variable antes de la lente de enfoque. En función de la elipticidad del haz, el VF adoptará la forma de un disco cuya RA será mayor o menor.

Para ilustrar la forma de disco que presenta el VF, se ha reconstruido la sección transversal del VF mediante una técnica tomográfica (Figura 4.3). Para ello, se ha utilizado una lámina delgada (40 nm) de un material utilizado en memorias ópticas por cambio de fase ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, sobre sustrato de silicio) que presenta absorción a un único fotón a la longitud de onda de láser (800 nm) [SSS⁺04]. Por encima de una fluencia bien definida del pulso láser, el material sufre una transición de fase (amorfización),

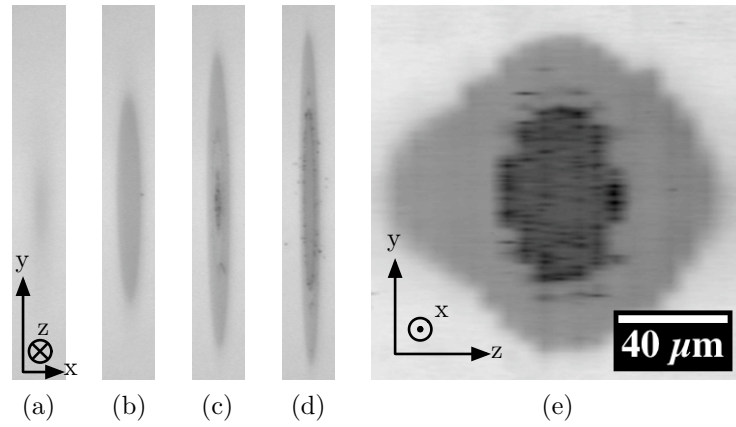


Figura 4.3: (a)-(d) Ejemplos de secciones XY del VF generadas a partir de irradiaciones estáticas en $Ge_2Sb_2Te_5$. (e) Reconstrucción tomográfica de la sección ZY del VF. Objetivo de irradiación 10X ($NA = 0.26$), $\Delta S_y = 350 \mu m$.

que genera un ligero descenso (permanente) de reflectividad. A fluencias aun mayores, aproximadamente dos veces la fluencia de amorfización, se produce una disminución abrupta en la reflectividad debido a que se produce la ablación de la superficie del material. Esto permite visualizar la zona modificada (el VF) mediante imágenes de microscopía en reflexión [SGP⁺08], pudiendo distinguir las zonas en las que se ha ablacionado o amorfizado el material (atendiendo a la fluencia local).

Se ha realizado una serie de irradiaciones con pulsos individuales en las que se ha modificado secuencialmente la distancia axial de la superficie de la muestra al centro del VF, obteniendo de esta forma numerosas secciones XY . La secuencia realizada consta de 30 imágenes de microscopía en reflexión de la zona irradiada. La energía de los pulsos se ha elegido de forma que en la zona central del VF (zona con una mayor energía) se genere ablación en el material. Las Figuras 4.3(a)-(d) son ejemplos representativos de estas irradiaciones individuales a partir de las cuales se ha reconstruido la Figura 4.3(e): en (a) y (b) únicamente se aprecia amorfización (pequeña bajada de la reflectividad respecto al fondo), en (c) y (d) ya se aprecia ablación en la zona central.

Es importante notar que las dimensiones absolutas de la Figura 4.3 no son necesariamente iguales a las de la modificación que, en las mismas condiciones de irradiación, se generarían en un material transparente durante el procesado de una guía de ondas. Esto se debe a que el procesado de un material transparente involucra necesariamente procesos de absorción a varios fotones, mientras que para el procesado de $Ge_2Sb_2Te_5$

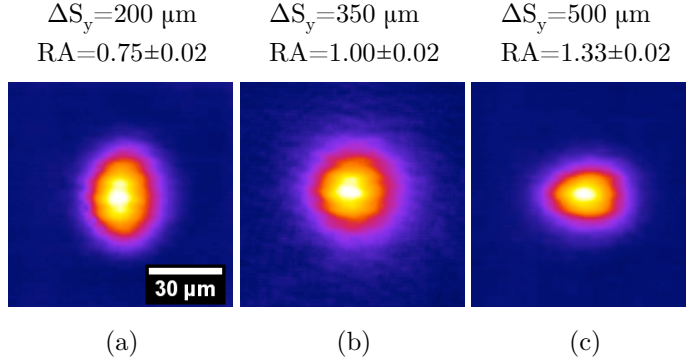


Figura 4.4: Modos guiados a 633 nm de guías de onda escritas a $100 \mu\text{m/s}$ en sílice con diferentes valores de ΔS_y y energía por pulso (E): (a) $E = 8 \mu\text{J/pulso}$ y $\Delta S_y = 200 \mu\text{m}$, (b) $E = 4 \mu\text{J/pulso}$ y $\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$, (c) $E = 4 \mu\text{J/pulso}$ y $\Delta S_y = 500 \mu\text{m}$. Todas las irradiaciones están realizadas con pulsos de 130 fs , a 1.45 mm de la superficie, con un objetivo de larga distancia de trabajo (10X, $NA = 0.26$). En la parte superior de cada columna se muestra la RA , calculada como el cociente entre la anchura a mitad de máximo del modo guiado en las dirección horizontal (Z) y vertical (Y). El láser incide por la izquierda.

es suficiente la absorción a un fotón. Sin embargo, es de esperar que la relación de aspecto del VF sí se mantenga, aunque la zona finalmente modificada resulte escalada a una región de diferente tamaño, determinada por el umbral de ionización multifotónica.

A partir de la descripción del VF hecha anteriormente, se han procesado diversas guías de onda para ilustrar el efecto de la elipticidad en el VF. Ello afecta a la forma de la modificación en el seno del material, lo que a su vez se manifiesta en la forma de los modos guiados. La Figura 4.4 muestra una serie de modos guiados a 633 nm . Corresponden a guías de onda producidas en sílice con diferentes valores ΔS_y . Están escritas a 1.45 mm de profundidad, con pulsos de 130 fs y energías de $8 \mu\text{J}$ (Figura 4.4(a)) y $4 \mu\text{J}$ (Figura 4.4(b) y (c)). En la secuencia, ΔS_y aumenta desde $200 \mu\text{m}$ hasta $500 \mu\text{m}$. La anchura óptima de la apertura, ΔS_y^{opt} , es de $350 \mu\text{m}$ para estas condiciones de escritura (profundidad y NA), como se muestra en la Figura 4.4(c), en el sentido de que presenta una $RA = 1.00$. El hecho de utilizar un $\Delta S_y < \Delta S_y^{opt}$ resulta en modos *estirados* en la dirección vertical (Figura 4.4(a)), y por tanto con una $RA < 1$. Por el contrario, el uso de una apertura *demasiado* grande, como se muestra en la Figura 4.4(c), resulta en una zona modificada alargada en la dirección horizontal ($RA > 1$).

Recordemos finalmente que la dimensión del VF a lo largo de Z depende del índice de refracción del material (expresiones (2.15) y (2.18)). Así, durante el desarrollo de esta tesis, el proceso de obtención de ΔS_Y^{opt} se ha realizado para cada uno de los materiales estudiados.

4.2.2. Profundidad de escritura: contribución de la aberración esférica

Como se ha mostrado en la Sección 2.6, conforme aumenta la profundidad de escritura, también aumenta la contribución de la aberración esférica a la longitud del VF (Ec. 2.18). Así pues, al escribir sucesivas guías de ondas a profundidades crecientes, es de esperar que la RA crezca (Ec. 2.16).

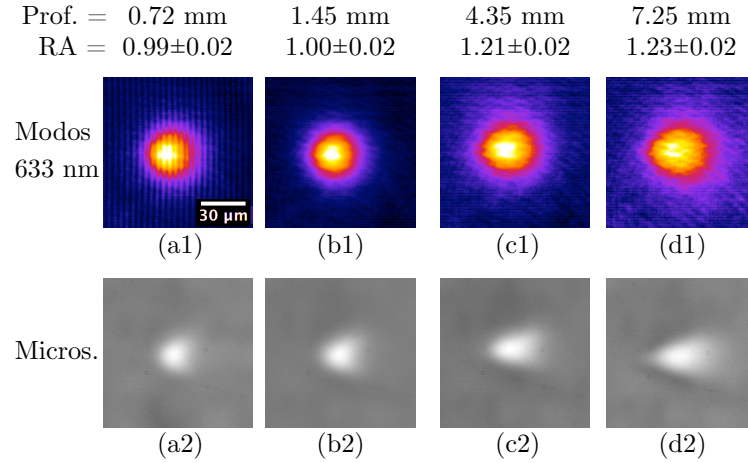


Figura 4.5: Modos guiados a 633 nm (fila superior) e imágenes de microscopía en transiluminación de luz blanca (fila inferior) de guías de onda escritas a 100 $\mu\text{m}/\text{s}$ en sílice a diferentes profundidades. Todas las irradiaciones están realizadas con pulsos de 130 fs y 4 μJ . El objetivo de enfoque es un 10X ($NA = 0.26$). La anchura de la apertura es $\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$. En la parte superior de cada columna se muestra la profundidad de escritura y la RA la guía correspondiente. El láser de escritura ha incidido por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

En la Figura 4.5 se muestran los modos guiados (fila superior) e imágenes de microscopía en transiluminación con luz blanca (fila inferior) de una serie de guías de onda escritas a $v = 100 \mu\text{m}/\text{s}$ y a profundidades crecientes (0.72, 1.45, 4.35 y 7.25 mm), manteniendo constantes el resto de parámetros de escritura. Se han utilizado pulsos de 4 μJ y 130 fs. La lente de enfoque es un objetivo para infrarrojo de 10X

y larga distancia de trabajo ($NA = 0.26$). El tamaño de la apertura ($\Delta S_y = 350 \mu m$) está optimizado para una profundidad de $1.45 mm$. En la serie de modos guiados (Figuras 4.5(a1)-(d1)) se observa cómo conforme aumenta la profundidad de escritura, también aumenta la RA de los modos guiados a causa de la AE, desde $RA = 0.99$ a $0.72 mm$ hasta $RA = 1.23$ a $7.25 mm$ de profundidad. Es importante recalcar que mediante esta técnica, se han conseguido escribir guías de onda con una RA próxima a uno para profundidades tan elevadas como $7.25 mm$ (Figura 4.5(e), [DBSF⁺07]).

En las imágenes de microscopía de luz blanca en transiluminación (Figuras 4.5(a2)-(d2)), las zonas brillantes corresponden a zonas modificadas por la irradiación, y dan una idea aproximada de las regiones en las que se ha aumentado el índice de refracción. Esto se debe a que cada una de las componentes espectrales de la luz blanca con la que se han tomado estas imágenes será guiada por distintas regiones espaciales de la guía de ondas, al excitarse diversos modos de orden superior. De esta forma se tiene en conjunto una idea del total de la región del material donde se ha obtenido un contraste positivo de índice. En esta serie de imágenes ((a2)-(d2)) puede apreciarse como la relación de aspecto de la zona transformada aumenta consistentemente con la de los modos guiados ((a1)-(d1)).

4.2.3. Material

Hasta ahora, en el Capítulo 4 se han mostrado resultados obtenidos en sílice vítrea. Este material presenta un $E_g = 7.2 eV$, por lo que para que se produzca ionización multifotónica se requiere al menos la absorción de 5 fotones a $800 nm$ (la longitud de onda del láser de irradiación). El número de fotones involucrados en el proceso de ionización del material influye en la forma y propiedades de la zona transformada (VF). Para ilustrar esto, en la Figura 4.6 se muestran imágenes de microscopía y modos guiados correspondientes a dos guías de onda escritas en condiciones de irradiación similares (ver pie de figura), pero en materiales diferentes. En la figura se comparan sílice y un vidrio de fosfato comercial (MM2, Kigre Inc.) dopado con Er^{3+} e Yb^{3+} (2.6% y 2.8% en peso respectivamente). Este vidrio de fosfato presenta un $E_g = 3.6 eV$, lo que implica que para ionizarlo se requiere la absorción de al menos 3 fotones a $800 nm$.

Comparando las Figuras 4.6(a) y (b) se aprecian numerosas diferencias, a pesar de que las condiciones de irradiación son similares. En primer lugar, en las imágenes de microscopía se observa que en el caso de la sílice únicamente aparece una zona brillante, mientras que en el caso del vidrio de fosfato aparece una zona oscura rodeando la zona

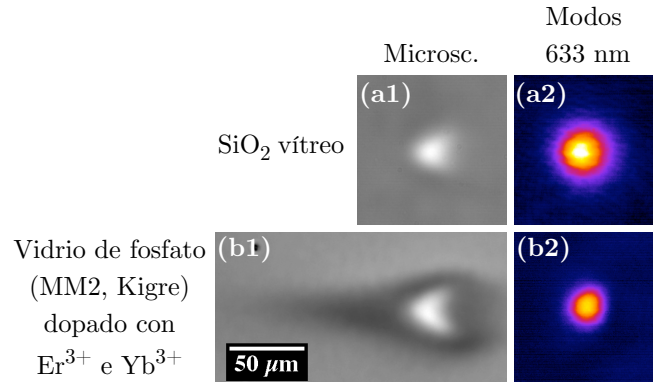


Figura 4.6: Imágenes de transiluminación de luz blanca (columna izquierda) y modos guiados a 633 nm (columna derecha) de guías de onda escritas en (a) sílice vítrea y (b) un vidrio de fosfato comercial dopado con un 2.0 % de Er_2O_3 y un 2.1 % de Yb_2O_3 (MM2, Kigre Inc.). Las guías han sido irradiadas con pulsos de 130 fs y 4 μJ , a 100 $\mu m/s$, con un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo 10X ($NA = 0.26$), polarización horizontal y utilizando una apertura de $\Delta S_y = 350 \mu m$. En (a) la profundidad de escritura es de 1.45 mm bajo la superficie, y en (b) es de 1.56 mm. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala. A las imágenes de microscopía se les ha aplicado un ajuste lineal de contraste, saturando la zona brillante, para apreciar mejor la zona oscura que la rodea.

central brillante. También en los modos guiados a 633 nm se aprecian diferencias: el modo guiado en sílice vítrea es claramente más grande que en el vidrio de fosfato para una zona transformada (brillante, en las imágenes de microscopía) de tamaño similar, lo que es un indicativo de que el contraste de índice obtenido con estos parámetros de irradiación es menor en el caso de la sílice vítrea que en el vidrio de fosfato.

Conviene tener presente que con la Figura 4.6 se ha establecido una comparación únicamente en términos de E_g , cuando tanto el índice de refracción no lineal (n_2), como el coeficiente de absorción multifotónica (β_k) son determinantes en la conformación del VF, como se mostrará en las secciones siguientes. Además, como se mostró en el Capítulo 1, los vidrios de fosfato presentan un gran interés tecnológico para las comunicaciones ópticas. Por este motivo, en lo sucesivo el estudio de escritura de guías de onda mediante conformación del VF por elipticidad (apertura variable) se centrará en este material. En particular, características como la forma de media luna que presenta la zona modificada (Figura 4.6(b1)) no pueden explicarse mediante propagación lineal. En las siguientes secciones se estudiarán los efectos de la propagación no lineal en la forma del VF y de la sección transversal de las guías de onda escritas mediante

conformación por apertura.

4.3. Efectos de la propagación no lineal

En primer lugar, se va a mostrar el origen de la forma característica que presentan típicamente las modificaciones en los vidrios de fosfato, como la mostrada en la Figura 4.6(b), la cual se vuelve a mostrar en la Figura 4.7(b). De esta forma puede compararse con diversos cálculos. En la figura se han identificado dos regiones: una zona oscura etiquetada en la figura como “Pre-foco”, y una segunda región etiquetada como “Foco (disco)”, que coincide con la zona brillante por la que se produce el guiado.

En la Figura 4.7(a) se muestra el cálculo de la intensidad (elevada al cubo) en la sección ZY del VF (según la expresión (4.3), régimen de propagación lineal) en las condiciones experimentales de la Figura 4.7(b). Al comparar (a) y (b) se aprecia que la expresión (4.3) no reproduce correctamente la forma de la sección transversal de la guía de ondas (b). Esto se debe a que no contempla efectos de propagación no lineal. De hecho, en (b) parece como si faltase la mitad derecha del foco, lo que en cierta manera es correcto, como se mostrará a continuación.

En las Figuras 4.7(c) y (d) se muestran simulaciones basadas en la propagación de un haz según la ecuación de Schrödinger no lineal (ESNL), de acuerdo con lo mostrado en el Apéndice B. Estas simulaciones están diseñadas para reproducir resultados en el vidrio de fosfato mostrado en (b) que, como se mencionó anteriormente, presenta absorción no lineal a 3 fotones a la longitud de onda del láser de irradiación. En primera aproximación puede asumirse que la generación de portadores libres escala con la tercera potencia de la intensidad (expresión (2.4)). Así pues, en las simulaciones mostradas en la Figura 4.7 se muestra la tercera potencia de la intensidad calculada, para establecer una correlación entre estas y la imagen de microscopía mostrada en (b).

En (c) se ha propagado un haz con en las mismas condiciones de (b) asumiendo un material cuyo índice de refracción no lineal (n_2) es nulo, pero con un cierto coeficiente de absorción multifotónica (β_K). Conforme el haz se propaga hacia el foco, aumenta su densidad de potencia y la eficiencia de los procesos de absorción multifotónica. Consecuencia directa de ello es el depósito de energía que se produce en el material antes de llegar al foco, fenómeno que se conoce como *agotamiento pre-focal* (o *prefocal depletion*, [RNC05]). Esto da lugar al rastro oscuro observado en la imagen (b). Junto a ello, la gran eficiencia de absorción inmediatamente antes del foco causa una elevada

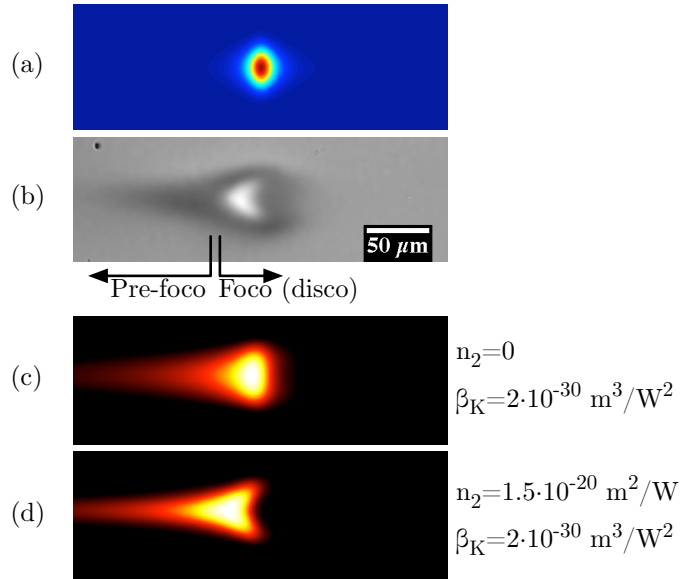


Figura 4.7: (a) Cálculo de la distribución de intensidad (elevada al cubo) en la sección ZY del VF de acuerdo con la expresión (4.3) para los parámetros de (b), que es una reposición de la Figura 4.6(b1). (c) y (d) corresponden al cubo de la intensidad según las simulaciones de propagación no lineal del Apéndice B, en las condiciones experimentales de (b) para distintos valores de n_2 y β_K (ver columna derecha de la figura). El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

atenuación del haz de irradiación, causante de la asimetría observada con forma de media luna. El hecho de que la región pre-focal aparezca con un brillo menor al del material de fondo, sugiere que el índice de refracción local en esta zona se ha reducido por efecto de la irradiación, aunque estos aspectos se discutirán en secciones posteriores. Recordemos que este efecto apenas es apreciable en sílice (ver Figura 4.6(a1)). Esto se debe a que en el caso de la sílice, la absorción multifotónica se realiza a 5 fotones, lo que reduce el agotamiento pre-focal para las condiciones experimentales mostradas.

Si en las simulaciones se incorpora el efecto del índice de refracción no lineal (Figura 4.7(d)), puede verse que es esta no linealidad es la responsable de que aparezcan la forma característica de signo “<”. Al enfocar mediante una lente un haz gaussiano, en el foco presenta también un perfil gaussiano. Es de esperar que en las proximidades del foco, el haz presente una mayor intensidad en la zona central. De esta forma las regiones centrales del haz (las más intensas) se (auto)enfocan antes que las regiones externas, dejando sin intensidad la zona central del foco nominal, formándose la

característica forma de “<”.

Así pues, se han identificado los efectos de la propagación no lineal (autoenfoco y agotamiento pre focal) que deforman el VF pre-diseñado mediante conformación por apertura. A continuación se identificarán y analizarán los parámetros experimentales que afectan directamente a estos efectos no lineales para, posteriormente, minimizar su impacto sobre la escritura de guías de onda.

4.3.1. Profundidad de escritura: contribución de la fase no lineal

En la Sección 4.2.2 se ha mostrado cómo la aberración esférica junto con la refracción del haz en la intercara aire-muestra causan una cierta elongación del VF en la dirección de incidencia del láser de irradiación (Z). También se ha visto que esta elongación aumenta con la profundidad de escritura debido a los efectos de la aberración esférica (AE). La Ec. (2.18) predice un aumento lineal de la longitud del VF con la profundidad debido a los efectos de la aberración esférica. Sin embargo, a partir de la Figura 4.5 puede verse que considerando únicamente los efectos de la AE no es posible reproducir las dimensiones del VF. Esto se debe que la aproximación dada por la expresión (2.18) no tiene en cuenta los efectos de la propagación no lineal. Cuando un pulso se propaga en el interior de un material, acumula fase no lineal (expresión (2.31)). Esta acumulación de fase no lineal afecta a la forma que presenta el VF y por tanto a la sección transversal de las guías de onda así escritas, como se analizará a continuación.

En las Figuras 4.8(a1)-(c1) se muestran una serie de imágenes de microscopía óptica de guías de onda irradiadas con los mismos parámetros experimentales a profundidades de escritura crecientes. Junto a cada imagen de microscopía aparece su simulación correspondiente (Figuras (a2)-(c2)). Las simulaciones según la ESNL no contemplan los efectos de la aberración esférica, sin embargo en la figura puede apreciarse cómo, conforme aumenta la profundidad de escritura, el VF se alarga en la dirección Z por efecto de la acumulación de fase no lineal, y por el consiguiente aumento del autoenfoco. Simultáneamente, se acentúa la forma de “<” que se explicó en la sección anterior, como se observa en las imágenes 4.8(a1)-(c1).

Así pues, además de la contribución de la aberración esférica al alargamiento del VF, se ha identificado al autoenfoco no lineal como causante de un elongamiento adicional en la dirección Z .

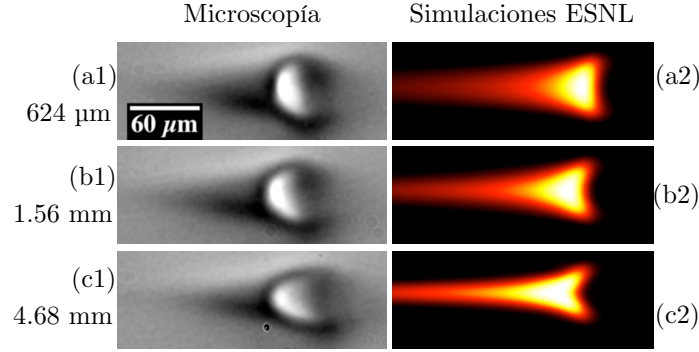


Figura 4.8: Imágenes de transiluminación de luz blanca (columna izquierda) de guías de onda escritas en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 2.6 % de Er_2O_3 y un 2.8 % de Yb_2O_3 (MM2, Kigre Inc). Las guías han sido irradiadas con pulsos de 110 fs y 6.4 μJ , a 100 $\mu\text{m}/\text{s}$, con un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo 10X ($NA = 0.26$), polarización horizontal y una apertura de $\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$. La profundidad de escritura es de (a) 624 μm , (b) 1.56 mm y (c) 4.68 mm. En la columna derecha se muestran las simulaciones correspondientes de acuerdo con el Apéndice B. Para este material, se han ajustado como mejores parámetros $n_2 = 1 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ y $\beta_K = 2 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3/\text{W}^2$. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala. A las imágenes de microscopía se les ha aplicado un ajuste lineal de contraste, saturando la zona brillante.

4.3.2. Potencia de pico: energía por pulso

Un parámetro clave en la propagación no lineal de un pulso ultracorto en el seno de un material es su potencia de pico. Esta viene determinada por la energía (E) y la duración de pulso (Δt). Cuando el pulso ultracorto presenta un perfil temporal gaussiano, la potencia de pico viene dada por

$$P^{pico} = 0.94 \cdot E / \Delta t. \quad (4.5)$$

En las Figuras 4.9(a)-(c) se muestra una serie de imágenes de microscopía de luz blanca en transiluminación de tres guías de onda escritas a energías crecientes junto con sus modos guiados a 1550 nm. En las imágenes de microscopía puede apreciarse que la extensión de la zona modificada antes del foco crece con la energía. Es decir, tanto mayor es la energía de irradiación, tanta más energía se acopla en la zona pre-focal (efecto de agotamiento pre-focal [RNC05]). Este es un mecanismo de pérdidas que reduce la energía disponible para transformar el material en el VF, siendo ade-

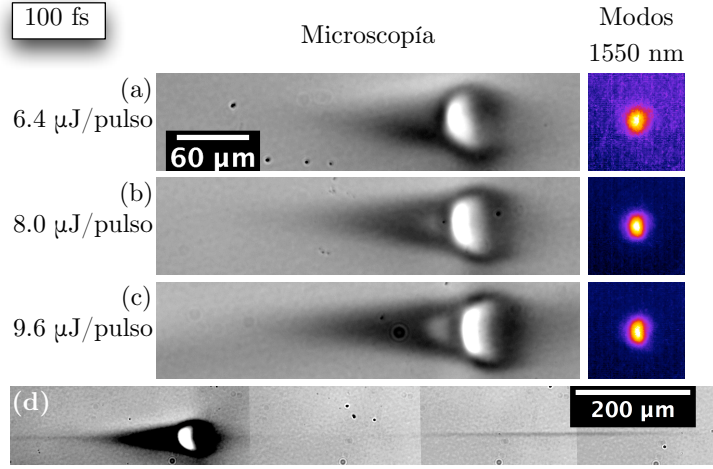


Figura 4.9: (a)-(c) Imágenes de microscopía de luz blanca en transiluminación (y sus correspondientes modos guiados a 1550 nm) de guías de onda escritas en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 2.6 % de Er_2O_3 y un 2.8 % de Yb_2O_3 (MM2, Kigre Inc), a $v = 100 \mu\text{m/s}$, 0.625 mm de profundidad, mediante conformación por apertura ($\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$), con pulsos de 110 fs y energías crecientes: (a) 6.4 $\mu\text{J/pulso}$, (b) 8.0 $\mu\text{J/pulso}$ y (c) 9.6 $\mu\text{J/pulso}$. (d) Montaje panorámico de imágenes de microscopía de luz blanca de una guía de ondas (y su filamento asociado) escrita con los parámetros de (c) pero a mayor profundidad (1.56 mm). A las imágenes de microscopía se les ha aplicado el mismo ajuste lineal de contraste para hacer más evidente la zona oscura previa a la zona brillante (saturada debido al ajuste de contraste). El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala salvo (d).

más responsable de deformar el volumen sobre el que se desea producir un contraste positivo de índice en el material. Para facilitar la descripción, en lo sucesivo se denotará VFR (por Volumen Focal *Real*) al volumen asociado a la zona modificada en el material (es decir, las zonas denominadas “Pre-foco” y “Foco (disco)”), que en una situación ideal debería ser como el VF pre-diseñado.

En la Figura 4.9(d) se muestra una panorámica formada por cuatro imágenes de microscopía de luz blanca en transiluminación de una guía de ondas y su filamento asociado. Ha sido escrita a mayor profundidad que la guía mostrada en la Figura 4.9(b), en la que no se observan filamentos. Se aprecia cómo, al incrementar la acumulación de fase no lineal respecto a la Figura 4.9(b), la escritura de la guía de ondas entra en un régimen de filamentación, en el que aparece una zona modificada más allá de la posición del foco de una extensión de al menos 1 mm.

De esta forma, además del acoplo de energía en la región pre-focal, la filamentación aparece como un nuevo canal de pérdidas en el acoplo de energía en el VF.

4.3.3. Potencia de pico: duración de pulso

De acuerdo con la expresión (4.5), el otro parámetro responsable de modificar la potencia de pico de los pulsos de irradiación es la duración de pulso. Como se explicó en el Capítulo 3, desajustando la etapa de compresión del amplificador de pulsos en el sistema de BFR, puede introducirse *chirp* temporal positivo o negativo en los pulsos (en función del tipo de desajuste), ensanchando los pulsos de irradiación. De esta forma, en la Figura 4.10 se presenta una serie de guías de onda análogas a las de la Figura 4.9 salvo por que la duración de pulso es en este caso de 266 fs (con *chirp* positivo).

En las irradiaciones de la Figura 4.10, la potencia de pico de los pulsos de irradiación es aproximadamente 2.5 veces menor que en el caso de la Figura 4.9. Esta reducción de la potencia de pico para la misma energía tiene unos efectos claramente visibles.

La comparación de las imágenes de microscopía (Figuras 4.9 y 4.10) revela que el depósito de energía en la zona pre-focal se reduce de forma notoria al utilizar pulsos más largos (266 fs). Además, en las guías escritas a mayor energía (Figuras 4.10(b) y (c)) aparece una zona desconchada en el entorno del VF. Este desconchado aparece en las caras de salida como consecuencia del pulido al que se someten los vidrios tras su procesado. En general, este tipo de daño aparece como consecuencia de una debilitación estructural de la zona irradiada, producida como consecuencia de la formación de *vacíos* asociados a determinados regímenes de procesado [GM08]. El hecho de que el desconchado aparezca solo en las guías escritas a mayor energía y con duraciones de pulso de 266 fs es indicativo de que al alargar la duración de los pulsos, se ha acoplado más energía en la zona del VF. Este hecho puede resultar contradictorio con los *fundamentos* del procesado no lineal de dieléctricos (Capítulo 2): comparando las guías de las Figuras 4.9 y 4.10 escritas con pulsos de la misma energía, son aquellas escritas con pulsos de menor potencia de pico las que han generado una mayor modificación en la muestra. Sin embargo, un exceso de potencia de pico lleva asociado como efectos indeseables tanto el autoenfoco no lineal como el agotamiento pre-focal del pulso de escritura.

En la Figura 4.11 se analizan y comparan las características modales correspon-

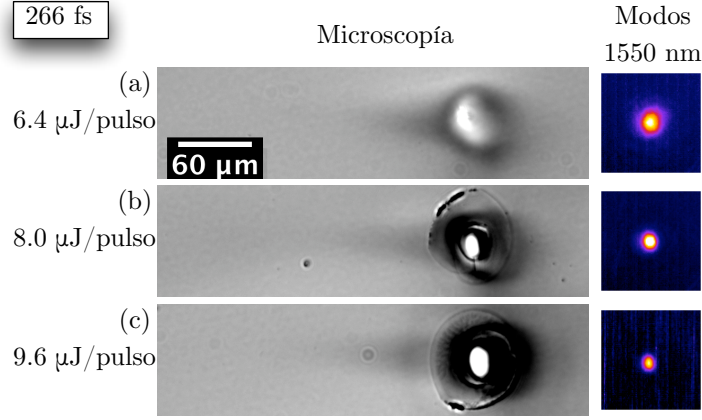


Figura 4.10: Imágenes de microscopía de luz blanca en transmisión (y sus correspondientes modos guiados a 1550 nm) de tres guías de onda escritas en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 2.6 % de Er_2O_3 y un 2.8 % de Yb_2O_3 (MM2, Kigre Inc) mediante conformación por apertura ($\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$) a $100 \mu\text{m/s}$, con pulsos de 266 fs (con *chirp* positivo) y energías crecientes: (a) $6.4 \mu\text{J/pulso}$, (b) $8.0 \mu\text{J/pulso}$ y (c) $9.6 \mu\text{J/pulso}$. A las imágenes de microscopía se les ha aplicado el mismo ajuste lineal de contraste para hacer más evidente la zona oscura pre-focal. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

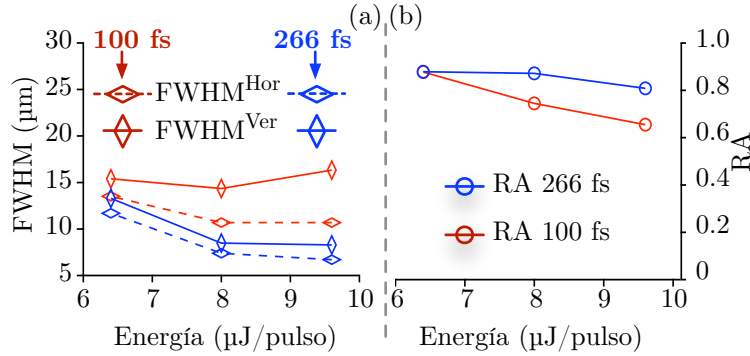


Figura 4.11: (a) Anchuras modales a mitad de máximo (FWHM, en las direcciones vertical y horizontal) y (b) relaciones de aspecto (RA) en función de la energía de los pulsos de irradiación, para las guías de onda escritas con pulsos de 110 fs (Figura 4.9(a)-(c)) y de 266 fs (Figura 4.10(a)-(c)).

dientes a las guías de la Figura 4.10. El tamaño de los modos guiados para una energía determinada disminuye sistemáticamente al aumentar la duración de pulso dentro del régimen mostrado, tanto al comparar las anchuras a mitad de máximo (FWHM) en

la dirección horizontal como en la vertical (ver Figura 4.11(a)). Esto es indicativo de que al reducir la potencia de pico y mejorar el acoplo de energía en la región focal, se consigue un mayor contraste de índice. Por otra parte, salvo en el caso de las guías escritas con pulsos de $6.4 \mu J$ (en el cual la relación de aspecto permanece constante), la RA de los modos guiados mejora al utilizar pulsos de $266 fs$ (ver Figura 4.11(b)). No obstante, no se puede descartar una cierta contribución en los tamaños y perfiles modales observados por efecto del desconchado que aparece en superficie (Figuras 4.10(b) y (c)).

En resumen, el autoenfoco no lineal (y su efecto asociado sobre la absorción no lineal) es el responsable de deformar el VF hasta convertirlo en el actual VFR. Así, al aumentar la energía de los pulsos (ver Figura 4.9(a)-(c)), el VFR se aleja cada vez más de la forma pre-diseñada (VF con forma de disco). De igual forma, al utilizar pulsos más largos, el haz de irradiación experimenta menos autoenfoco no lineal, por lo que el VFR se acorta en la dimensión Z , disminuyendo la absorción en la zona pre-focal, y permitiendo un mayor acoplo de energía en el VF. Adicionalmente, al utilizar pulsos más largos se puede llegar a evitar la aparición de filamentos, los cuales se proponen como canales de pérdida de energía [GPS⁺08], permitiendo un mejor acoplo de energía en el VF.

4.3.4. Polarización

Hasta ahora todas las irradiaciones mostradas se han realizado con un haz linealmente polarizado. Sin embargo, con el fin de reducir aun más los efectos de la PNL en el procesado de guías de onda, se han estudiado los efectos de la polarización circular, parámetro que tiene una influencia directa sobre la PNL (sin modificar la potencia de pico de los pulsos de irradiación).

Como se ha mostrado en la Sección 2.7.1, el índice de refracción no lineal que experimenta un haz depende de su polarización. En particular, para un haz linealmente polarizado, el índice de refracción no lineal (n_2^\perp) es 1.5 veces mayor que el de un haz circularmente polarizado (n_2° expresión 2.27). Mediante un experimento de mezclado de cuatro ondas degenerado (DFWM, ver Sección 3.4.3) se han medido las componentes $\chi_{xxxx}^{(3)}$ y $\chi_{xxyy}^{(3)}$ del tensor susceptibilidad para el vidrio de fosfato utilizado, obteniendo $\chi_{xxxx}^{(3)} = (5.0 \pm 1.5) \cdot 10^{-22} m^2/V^2$ y $\chi_{xxyy}^{(3)} = (1.68 \pm 0.50) \cdot 10^{-22} m^2/V^2$. A partir de estos valores puede obtenerse el valor de n_2 para ambas polarizaciones, así como las potencias críticas (P_{cr}) de autoenfoco no lineal (ver Sección 2.7.3), mostrados en la Tabla 4.1. De acuerdo con estas medidas, el cociente experimental $n_2^\perp/n_2^\circ = 1.51$ está

en perfecto acuerdo con el valor teórico dado por la expresión (2.27).

	Pol. Lineal	Pol. Circular	Perfil del haz	Expresión
$n_2 (\times 10^{-20} m^2/W)$	5.9 ± 1.7	3.9 ± 1.2		(2.25), (2.26)
$P_{cr} (\times 10^6 W)$	1.05 ± 0.31	1.58 ± 0.49	Circular	(2.33)
$P_{cr}^{[GMY72]} (\times 10^6 W)$	11.3 ± 3.3	16.9 ± 5.3	Elíptico	(2.34)
$P_{cr}^{[FI00]} (\times 10^6 W)$	5.1 ± 1.5	7.7 ± 2.4	Elíptico	(2.35)

Tabla 4.1: Valores del índice de refracción no lineal y de la potencia crítica de autoenfoque no lineal para las polarizaciones lineal y circular, en un vidrio de fosfato comercial (MM2, Kigre) dopado con Er_2O_3 y Yb_2O_3 . Los cálculos para haces elípticos se han hecho teniendo en cuenta el valor empleado de $\Delta S_y = 350 \mu m$ para un haz inicialmente circular con un diámetro de $7.5 mm$.

En este punto es importante recalcar que, como se indicó en el Capítulo 2, el cálculo de P_{cr} a partir de la expresión (2.33) es válido para haces continuos. Debido a las particularidades que intervienen en la propagación de los pulsos láser ultracortos, y en particular a la aparición de efectos de automodulación de fase y de dispersión de la velocidad de grupo, este umbral es sistemáticamente mayor [LMNW94, SC94, CP92] que el determinado según la expresión (2.33).

Para estudiar los efectos de la PNL a través de la polarización, se han realizado imágenes de la emisión del plasma que se forma en el VFR en condiciones estáticas, manteniendo el resto de parámetros similares a los empleados típicamente en la escritura de guías de onda (ver Capítulo 3). Las imágenes de la Figura 4.12 se han tomado integrando la emisión de plasma generada por 6 pulsos consecutivos mediante una cámara CCD refrigerada de 12 bits. La elección del número de pulsos a integrar en la cámara CCD atiende únicamente a motivos prácticos. Se ha intentado obtener una calidad señal ruido razonable sin generar daño acumulativo permanente en el material, manteniendo siempre el número de pulsos por debajo de 20 (el VF, de acuerdo con la expresión (4.4) presenta una anchura de aproximadamente $2 \mu m$, lo que irradiando a $100 \mu m/s$ y a $1 kHz$ de frecuencia de repetición hace coincidir 20 pulsos en un mismo VF).

En la Figura 4.12 se muestran dos series de irradiaciones realizadas conformando el haz mediante una apertura ($\Delta S_y = 350 \mu m$), a $1.56 mm$ de profundidad, con pulsos de $8 \mu J$, y con duraciones de pulso crecientes para ambas polarizaciones: lineal y circular. La Figura 4.12(a1) muestra un plasma en el que aparecen múltiples filamentos: uno central más intenso y dos laterales de menor intensidad. La aparición de

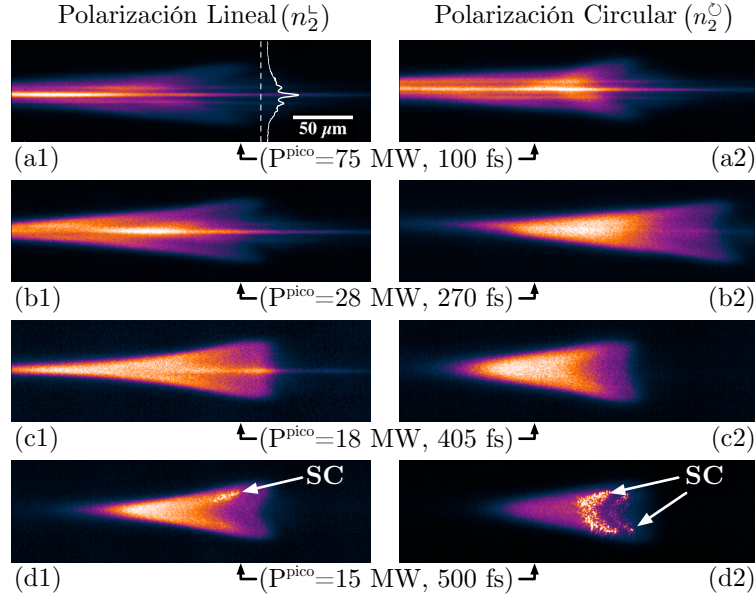


Figura 4.12: Imágenes de la emisión del plasma generado en el VFR en irradiaciones a 1.56 mm de profundidad en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 2.6 % de Er_2O_3 y un 2.8 % de Yb_2O_3 (MM2, Kigre Inc), con un objetivo de microscopio 10X ($NA = 0.26$), mediante conformación por apertura ($\Delta S_y = 350 \text{ } \mu\text{m}$), con diferentes polarizaciones y duraciones de pulso (y por tanto, diferentes potencias de pico, indicadas en la figura). Las siglas SC indican las zonas donde aparece escátering. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

esta filamentación múltiple es consecuencia directa de la forma elíptica del haz, donde el número y distribución de los filamentos depende de la potencia y de la elipticidad inicial del haz de irradiación [DTFI04].

Al comparar las Figuras 4.12(a1) y 4.9(d) (mismos parámetros de irradiación), puede observarse que de los 3 filamentos observados en la imagen de plasma, tan solo uno (el más intenso, el central) ha sido capaz de generar una modificación visible en el material de forma permanente. Por otra parte, al aumentar la duración de los pulsos de irradiación puede observarse cómo el tamaño de la zona en la que aparece el plasma disminuye sistemáticamente, de forma consistente con lo mostrado en la sección anterior mediante imágenes de microscopía. En los casos en los que la duración de pulso es de 500 fs (Figuras 4.12(d1) y (d2)) los filamentos han desaparecido, a la par que se ha minimizado el tamaño del VFR, de forma que el acoplo de energía en el mismo se ha maximizado, hasta el punto que en ambos casos aparece una zona de daño permanente

en el seno material. Este daño es el causante del *scatterning* observado en las imágenes (indicado en la figura como SC). Cabe destacar que, a pesar de haberse eliminado la aparición de filamentos, en estas condiciones experimentales el VFR todavía presenta claramente una forma de “<” por efecto del autoenfoque no lineal remanente.

Comparando las dos columnas de la Figura 4.12 se aprecia cómo en el caso de las irradiaciones hechas con polarización circular, se evita la aparición de filamentos a partir de los ~ 400 fs ($P^{pico} = 28$ MW), mientras que en el caso de las irradiaciones con polarización lineal es necesario aumentar la duración de pulso hasta 500 fs ($P^{pico} = 15$ MW) para evitar la filamentación. Esto es consistente con el hecho de que $P_{cr}^L < P_{cr}^\circ$ ya que $n_2^\circ < n_2^L$.

Los resultados confirman que la filamentación (junto con el *agotamiento pre-focal*) constituye un canal de pérdida de energía (en el sentido de que es energía que no se acopla en el VF), mientras que el autoenfoque no lineal (también junto con el *agotamiento pre-focal*) perturba la forma del VFR, alejándola de la forma prediseñada (VF), tanto más cuanto mayores sean los efectos del autoenfoque no lineal.

4.3.5. Discusión sobre la filamentación

Si bien los resultados descritos en la sección anterior evidencian la necesidad de controlar los efectos de la filamentación en el procesado de guías de onda, los valores de potencia de pico para los cuales desaparece la filamentación son sistemáticamente mayores que los calculados y mostrados en la Tabla 4.1. Como ya se mencionó anteriormente, los valores de P_{cr} de la expresión (2.33) son válidos para haces continuos con un perfil de intensidades circular. Para haces pulsados con perfil elíptico de intensidad, no se ha desarrollado todavía una teoría completa que describa su propagación no lineal en presencia de efecto Kerr, autodesenfoque por plasma, filamentación y absorción no lineal, aunque existen aproximaciones que tratan parcialmente el problema [FI00, GMY72]. Sin embargo, incluso teniendo en cuenta estas aproximaciones, aparecen grandes diferencias entre los valores de P_{cr} dados por las mismas y los valores de potencia para los que desaparece la filamentación en los experimentos de la Figura 4.12. Para profundizar en esta diferencia, se han realizado simulaciones que tienen en cuenta la PNL (ver Apéndice B) en las condiciones experimentales de la Figura 4.12(a2)-(d2).

En las Figuras 4.13(a)-(d) se muestra una serie de simulaciones para las condiciones de irradiación mostradas en las Figuras 4.12(a2)-(d2) respectivamente. En esta serie

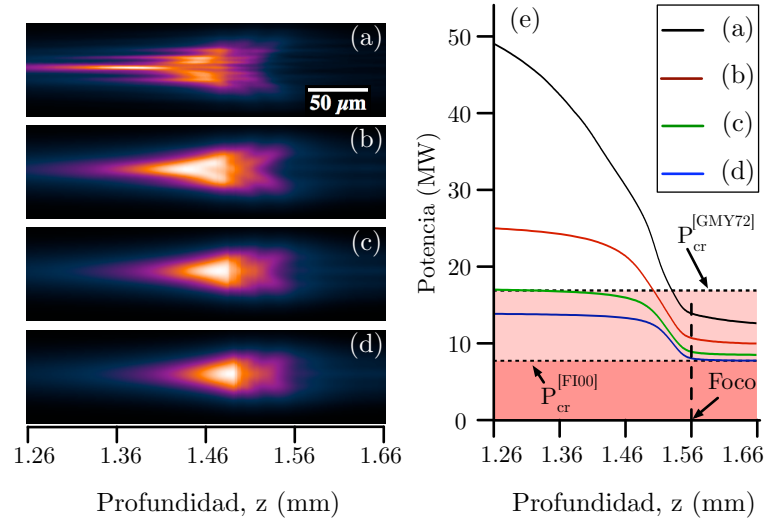


Figura 4.13: (a)-(d) Simulaciones del perfil de intensidad en la sección ZY de acuerdo con las simulaciones del Apéndice B, correspondientes a los parámetros experimentales de las Figuras 4.12(a2)-(d2). Estas simulaciones se han realizado dividiendo la duración temporal de cada pulso en un cierto número de *rebanadas temporales*, propagándolas de forma independiente y sumando la contribución a la intensidad de cada una de ellas. (e) Gráfico que muestra cómo se atenúa la potencia de pico del haz en función de la profundidad en la muestra como consecuencia de la absorción multifotónica para las condiciones mostradas en (a)-(d). Justo antes de la profundidad a la que se enfoca el haz, es donde se produce la mayor disminución de la potencia de pico por absorción multifotónica, en la región donde hay una mayor densidad de potencia.

de simulaciones se muestra la intensidad en la sección ZY del haz en el VFR. Aunque estas simulaciones no representen una correspondencia directa con las imágenes de plasma mostradas en las Figuras 4.12(a2)-(d2), sí que ponen de manifiesto algunos de los fenómenos presentes en las mismas.

Las simulaciones basadas en el modelo estándar descrito en el Apéndice B, consideran una potencia constante en el tiempo a lo largo de la propagación. Con el fin de modelizar en primera aproximación el perfil temporal del pulso, las simulaciones de la Figura 4.13 presentan una particularidad respecto a las simulaciones mostradas anteriormente en este capítulo. En esta ocasión, la propagación del pulso se ha realizado en múltiples etapas: para cada duración temporal, el pulso se ha dividido en un cierto número de *rebanadas temporales*, a las que se les ha asignado la potencia de pico correspondiente, propagándolas de forma independiente para luego sumar sus

contribuciones a la intensidad en el VF.

Incluso aunque las imágenes estén normalizadas al valor máximo de intensidad, las simulaciones (Figuras 4.13(a)-(d)) muestran una disminución sistemática del tamaño del VFR al aumentar la duración de pulso, como consecuencia de un menor autoenfoque no lineal. En la Figura 4.13(a) se reproduce también cómo el haz se *rompe* en filamentos múltiples, tal y como se muestra en la Figura 4.12(a2). Además se observa cómo conforme se aumenta la duración de pulso, el máximo de la distribución de intensidad se desplaza hacia la derecha; es decir, el haz sufre menos autoenfoque y por tanto, tiende a enfocarse en su posición nominal (geométrica), $z = 1.56 \text{ mm}$. Este hecho no puede observarse en la secuencia de las Figuras 4.12(a2)-(d2), ya que la posición de la cámara se ha movido en cada caso para centrar la distribución de intensidad en la imagen.

La Figura 4.13(e) muestra la evolución de la potencia de pico de los pulsos de irradiación en función de la profundidad, para las simulaciones mostradas en las Figuras 4.13(a)-(d). Esta disminución en la potencia de pico es consecuencia de la absorción multifotónica contemplada en el modelo (ver expresión (B.1) del Apéndice B). En la figura se han sobreimpuesto los valores de la potencia crítica para haces elípticos según las referencias [FI00] ($P_{cr}^{[FI00]} = 7.7 \text{ MW}$) y [GMY72] ($P_{cr}^{[GMY72]} = 16.9 \text{ MW}$, ver Tabla 4.1). De la comparación de los valores de P_{cr} dados en la literatura (Tabla 4.1) tanto con los valores de potencia mostrados en las simulaciones (Figura 4.13(e)), como con los resultados mostrados en las Figuras 4.12(a2)-(d2), se desprende que los valores de $P_{cr}^{[GMY72]}$ ($P_{cr}^{[FI00]}$) sobrestiman (subestiman) sistemáticamente los valores reales de potencia crítica dados por los resultados experimentales.

De acuerdo con Fibich [FI00], el origen de la sobrestimación que proporciona $P_{cr}^{[GMY72]}$ está en el uso de la aproximación *sin aberraciones* (en inglés, *aberration-less approximation*) que se tiene en cuenta para obtener la expresión (2.34), ya que considera el haz como un ente único que debe colapsar un único filamento simultáneamente. Por otra parte, en esta tesis se propone que la subestimación dada por $P_{cr}^{[FI00]}$ proviene de que Fibich y colaboradores resuelven la ESNL [FI00] sin incluir procesos de absorción multifotónica. Durante la propagación de pulsos ultracortos (o incluso continuos) en medios condensados con potencias del orden de la potencia crítica de autoenfoque, el haz se atenúa debido a la absorción no lineal que sufre este durante su propagación, como se muestra en la Figura 4.13(e), realizada a partir de la ESNL teniendo en cuenta un término de absorción multifotónica (ver expresión B.1). Por tanto es claro que en el modelo propuesto por Fibich, los valores obtenidos para las

potencias críticas de haces elípticos son sistemáticamente inferiores a los reales.

La obtención de un valor correcto de P_{cr} requiere tener en cuenta simultáneamente características como la propia geometría del haz de irradiación, y las características del material en particular. A falta de un modelo teórico o numérico completo (el modelo del Apéndice B no contempla el autodesenfoque por plasma) que describa el comportamiento de la filamentación correctamente en las condiciones experimentales mostradas (haz de pulsos ultracortos con perfil elíptico de intensidad), en lo sucesivo se usarán imágenes de plasma como método de diagnóstico para determinar la presencia de fenómenos de filamentación, con el fin de eliminar así un importante canal de pérdida de energía y maximizando el acoplo de la misma en el VFR.

4.4. Minimización de la PNL

En esta sección se presentan diferentes resultados encaminados a la minimización de los efectos derivados de la PNL. En todos los casos se han utilizado haces circularmente polarizados, para así reducir n_2 en $1/3$ respecto al valor de n_2^2 . El resto de parámetros relevantes se detallarán a continuación.

4.4.1. Optimización de la duración de pulso

Recordemos que para las condiciones de irradiación de la Figura 4.12(c2), la filamentación ha desaparecido, aunque los efectos del autoenfoco no lineal induce un VFR alejado del VF prediseñado (disco circular). En la Figura 4.14 se muestra una secuencia de guías de onda escritas a $100 \mu m/s$ en condiciones similares a las utilizadas en las Figuras 4.12(a2), (b2) y (d2), es decir, condiciones en las que la duración de pulso se encuentra por debajo y por encima umbral de filamentación múltiple. De forma consistente con la Figura 4.12, en 4.14 se observa cómo la zona oscura que aparece en la región pre-focal disminuye conforme aumenta la duración de pulso.

La imagen de microscopía de la guía escrita con una duración de pulso de 550 fs (Figura 4.14(c)) muestra una zona modificada que presenta un desconchado en la superficie. Este fenómeno ya se ha mostrado en las Figuras 4.10(b1) y (c1) como consecuencia de la reducción de la PNL y del mejor acoplo de energía en el VF. A estos efectos se suma, en el caso de la Figura 4.14(c), la desaparición de la filamentación. Además, para esta duración de pulso (550 fs) no se puede descartar la presencia de efectos de ionización por avalancha que podrían favorecer el acoplo de energía en el

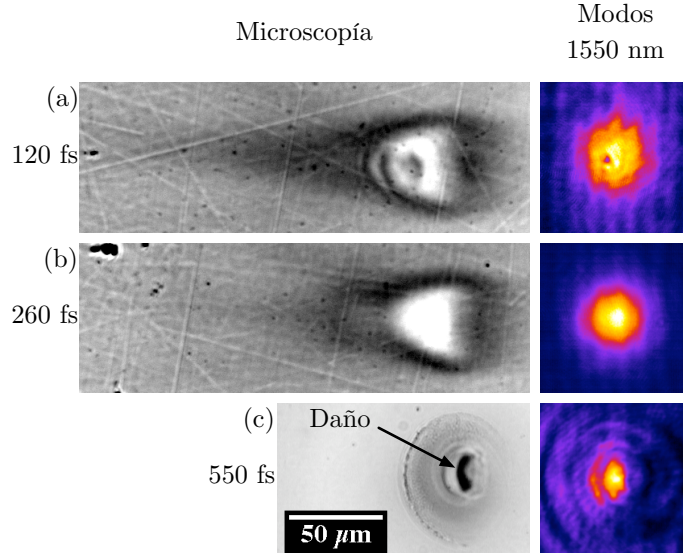


Figura 4.14: Imágenes de microscopía en transiluminación de luz blanca y modos guiados a 1550 nm correspondientes a guías de onda escritas en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 1.8% de Er_2O_3 (MM2, Kigre Inc) a $100\text{ }\mu\text{m/s}$ en condiciones de irradiación similares a la Figura 4.12: $E = 8\text{ }\mu\text{J/pulso}$, $NA = 0.26$, $\Delta S_y = 350\text{ }\mu\text{m}$, $z = 1.56\text{ mm}$, polarización circular y duraciones de pulso (a) $\Delta t \approx 120\text{ fs}$, (b) $\Delta t \approx 260\text{ fs}$ y (c) $\Delta t \approx 550\text{ fs}$. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

VF. En estas condiciones el modo guiado a 1550 nm (Figura 4.14(c)) está deformado debido a las irregularidades que presenta la guía de ondas (presenta un lóbulo lateral consecuencia del *scattering* en el desconchado). Es más, el acoplo de energía en el VF ha sido tal que en la zona central aparece una zona negra, en la que el material ha dejado de ser transparente debido al daño inducido.

Por comparación de la Figura 4.14(c) con (a) y (b), puede verse que efectivamente la zona oscura anterior al foco ha desaparecido en el caso de (c), pero que sin embargo, el exceso de acoplo de energía en el VF resulta detrimental a la hora de producir estructuras de buenas pérdidas (libres de daño). A la vista de ello, y para permanecer alejados del régimen de avalancha, se ha optado por considerar un compromiso en la duración de pulso en este material, haciendo uso de las condiciones de Figura 4.14(b).

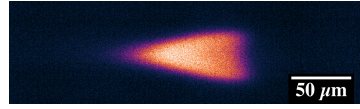


Figura 4.15: Imagen de emisión acumulada de plasma de 6 pulsos en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 2.6 % de Er_2O_3 y un 2.8 % de Yb_2O_3 (MM2, Kigre Inc), en condiciones de irradiación estática. Parámetros de irradiación: $NA = 0.26$, $z = 1.56 \text{ mm}$, $E = 4.8 \mu\text{J/pulso}$, $\Delta t = 260 \text{ fs}$, $\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$, polarización circular. A la imagen se le ha aplicado un ajuste lineal del contraste. El láser incide por la izquierda.

4.4.2. Optimización de la energía por pulso

En esta sección se muestran los efectos de reducir la potencia de pico de los pulsos de irradiación mediante una disminución de su energía, manteniendo constante su duración temporal. Para hacerlo se ha estudiado un caso particular similar al mostrado en la Figura 4.12(b2) (irradiaciones estáticas hechas con pulsos de $8 \mu\text{J}$ y $\sim 260 \text{ fs}$), disminuyendo la energía por pulso (y por tanto la potencia de pico) hasta obtener la energía umbral para la que no se aprecia filamentación. De esta forma se ha obtenido que la energía para la que desaparece la filamentación es de $4.8 \mu\text{J/pulso}$ (Figura 4.15). Sin embargo, a pesar de no existir filamentación en estas condiciones, el VFR todavía presenta una clara deformación debido a la PNL.

A fin de avanzar en el proceso de optimización de las condiciones de escritura, se ha realizado una serie de experimentos de emisión de plasma en condiciones dinámicas: la muestra se mueve a $10 \mu\text{m/s}$ a lo largo del eje Y (para mantener el disco de plasma en foco durante la captura de la imagen) mientras se adquiere la imagen, irradiando a una frecuencia de repetición de 1 kHz . Para cada imagen se han promediado 4 adquisiciones, tomadas con un tiempo de exposición de 180 ms , con una cámara CCD de 12 bits refrigerada. Por tanto, cada imagen representa el promedio de la emisión de plasma de 780 pulsos. Al realizar estas irradiaciones, la alineación de la normal a la superficie de la muestra respecto al haz de irradiación presenta una desviación menor de $30''$ de arco, lo que garantiza que el error cometido en la posición relativa entre imágenes es menor a $2 \mu\text{m}$ a lo largo de la dirección Z . Al realizar estas irradiaciones dinámicas, se obtiene información complementaria a la obtenida mediante irradiaciones estáticas (acumulando la emisión de 6 pulsos). En las irradiaciones dinámicas se obtiene un mayor número de cuentas en las imágenes, lo que permite hacer irradiaciones a energías más bajas. Por contra, al estar la muestra en movimiento y acumular la emisión de un número tan elevado de pulsos (780 en irradiación dinámica frente a

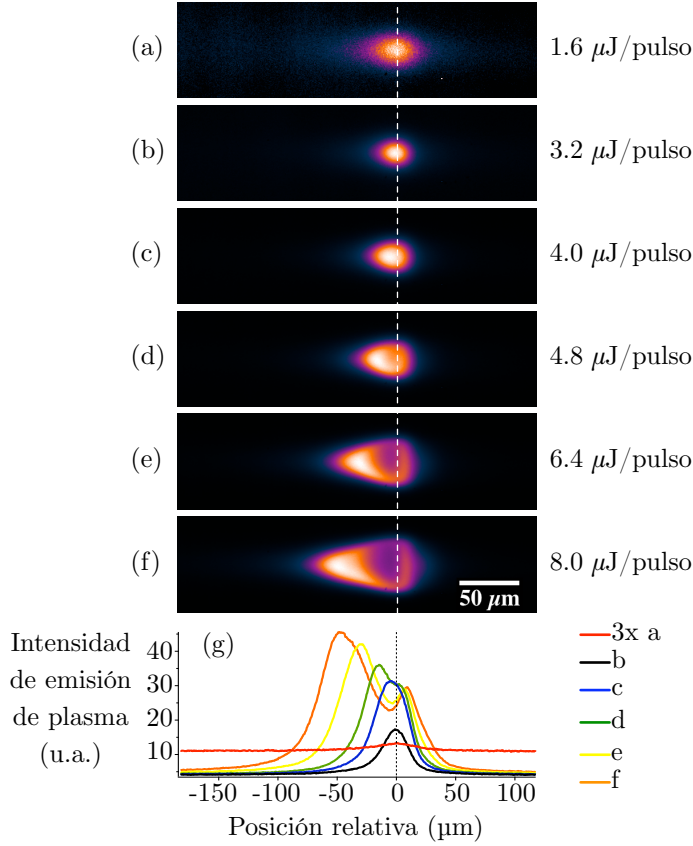


Figura 4.16: (a)-(f) Imágenes de emisión de plasma de irradiaciones en configuración *dinámica*. Irradiaciones hechas en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 1.8 % de Er_2O_3 (MM2, Kigre Inc) mediante conformación por apertura ($\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$) a $z = 1.56 \text{ mm}$ de profundidad, con un haz de pulsos de $\Delta t \approx 260 \text{ fs}$ y enfocado con un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo (10X, $NA = 0.26$). (g) Perfiles de intensidad de las Figuras (a)-(f) tomados a lo largo del eje Z , en la posición de mayor intensidad de pico. La línea vertical punteada indica la posición del máximo de emisión observado en (a). Las imágenes de plasma están normalizadas al máximo de intensidad, corresponden a la misma región espacial relativa a la superficie de la muestra, y están a la misma escala. El láser incide por la izquierda.

6 en estática), se suavizan las imágenes, con lo que se pierde la información sobre los umbrales de filamentación.

En la Figuras 4.16(a)-(f) se muestra una serie de imágenes de emisión de plasma obtenidas en condiciones dinámicas. La serie presenta irradiaciones hechas a energías crecientes. Los correspondientes perfiles de intensidad están representados en la Figura

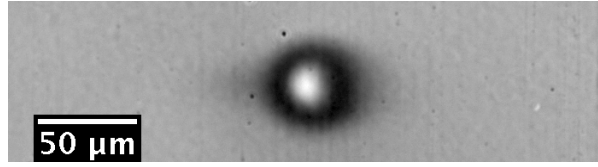


Figura 4.17: Imagen de microscopía en transiluminación de una estructura irradiada en un vidrio de fosfato comercial dopado con un 1.8 % de Er_2O_3 (MM2, Kigre Inc) con un haz de pulsos de $E = 4 \mu\text{J}$ y $\Delta t \approx 260 \text{ fs}$, mediante conformación por apertura ($\Delta S_y = 350 \mu\text{m}$) y enfocado mediante un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo (10X, $NA = 0.26$) a $z = 1.56 \text{ mm}$ de profundidad. A la imagen se le ha aplicado un ajuste de contraste lineal para mostrar las zonas oscuras en torno al VF. El láser incide por la izquierda.

4.16(g). La irradiación a $1,6 \mu\text{J}/\text{pulso}$ corresponde a la energía mínima con la que se puede observar plasma en el sistema experimental. Al aumentar la energía en un factor 2 (Figura 4.16(b), curva negra), el autoenfoco no lineal ha modificado la posición a la que enfoca el haz $\Delta z = -1 \pm 2 \mu\text{m}$. Así pues, puede asumirse que a $1.6 \mu\text{J}/\text{pulso}$ y $\Delta t \approx 260 \text{ fs}$, el autoenfoco no lineal no modifica la posición del foco.

Conforme aumenta la energía, por ejemplo a $4 \mu\text{J}/\text{pulso}$ (Figura 4.16(c), curva azul), puede observarse cómo la posición del máximo de intensidad se desplaza $\Delta z = -6 \pm 2 \mu\text{m}$ hacia la superficie de la muestra por efecto del autoenfoco no lineal. Al incrementar la energía hasta $4.8 \mu\text{J}/\text{pulso}$, la distribución de intensidad de emisión del plasma presenta dos máximos. El primero se sitúa en $\Delta z_1 = -14 \pm 2 \mu\text{m}$, mientras que el segundo aparece en $\Delta z_2 = +2 \pm 2 \mu\text{m}$, tras la posición del foco lineal (dado por la posición del máximo de (a)). Este efecto se acentúa conforme se aumenta la energía de los pulsos. Así para $6.4 \mu\text{J}/\text{pulso}$ (Figura 4.16(e), curva amarilla), la posición del primer máximo de emisión se encuentra en $\Delta z_1 = -31 \pm 2 \mu\text{m}$, mientras que el segundo se encuentra en $\Delta z_2 = 8 \pm 2 \mu\text{m}$. De igual forma, para $8 \mu\text{J}/\text{pulso}$ se obtiene que $\Delta z_1 = -49 \pm 2 \mu\text{m}$ mientras que $\Delta z_2 = +9 \pm 2 \mu\text{m}$.

La *ruptura* en varios focos para energías superiores a $4.8 \mu\text{J}$ por pulso no es aceptable para la escritura de guías de onda con sección transversal circular. Así pues, para obtener un VFR lo más próximo posible a un disco plano, es necesario no sólo evitar la filamentación, sino también minimizar el autoenfoco no lineal. De las condiciones mostradas en la Figura 4.16, el VF no se deforma sustancialmente para valores de $E \leq 4 \mu\text{J}/\text{pulso}$, a pesar de que el autoenfoco no lineal todavía esté presente (recordemos que $\Delta z = -6 \pm 2 \mu\text{m}$). La Figura 4.17 muestra una imagen de

microscopía en transiluminación de una estructura escrita con $4 \mu J/pulso$ a $100 \mu m/s$ a lo largo de X en condiciones de irradiación similares a las de la Figura 4.16(c). La zona modificada presenta una zona exterior oscura de forma aproximadamente circular y una zona central ligeramente más brillante que el fondo. Por comparación con las imágenes de transiluminación mostradas en las Figuras 4.9 y 4.10 (donde se muestran guías de onda procesadas en condiciones en las que la PNL no se ha minimizado), puede apreciarse que en el caso de la Figura 4.17 se obtiene una disminución del tamaño de la zona oscura anterior al VF. Esto indica que en estas condiciones el acoplo de energía en la zona pre-focal se ha disminuido considerablemente, favoreciendo simultáneamente la circularidad de la zona transformada. A pesar de ello, esta estructura no es capaz de soportar un modo guiado a $1550 nm$, lo que indica que el contraste de índice es bien negativo, bien demasiado pequeño. La magnitud y el signo del contraste de índice de la zona irradiada se estudiará en detalle en la Sección 4.6.

4.5. Guías de onda optimizadas: barrido múltiple

4.5.1. Profundidad elevada ($z=1.56 mm$)

Con el fin de obtener un contraste de índice positivo y suficiente para soportar modos guiados en las condiciones de la Figura 4.17 (irradiación con pulsos de *baja* potencia de pico), se ha estudiado el potencial efecto la escritura mediante la estrategia de barrido múltiple. De esta forma se pretende incrementar el contraste de índice progresivamente preservando la forma deseada del VF.

La Figura 4.18 muestra el resultado de una serie de irradiaciones realizadas con los mismos parámetros de la estructura de la Figura 4.17, pero con un número de barridos creciente. La estructura escrita con 5 barridos (Figura 4.18(a)) todavía no es capaz de soportar un modo guiado a $1550 nm$. Sin embargo, a partir de 10 barridos (Figuras 4.18(b)-(d)) la modificación inducida en el material presenta un cambio positivo en el índice de refracción suficiente como para guiar a $1550 nm$, indicando que se ha aumentado el contraste de índice de refracción gradualmente con el número de barridos. La guía de ondas escrita con 80 barridos (Figura 4.18(e)) presenta una zona central opaca (negra) absorbente, lo que descarta la aplicación de estos parámetros a la producción de guías de onda. De la secuencia de modos guiados (Figuras 4.18(b2)-(e2)) puede observarse cómo RA crece rápidamente con el número de barridos hasta que se estabiliza en un valor próximo a la unidad (0.98), para luego decrecer abruptamente

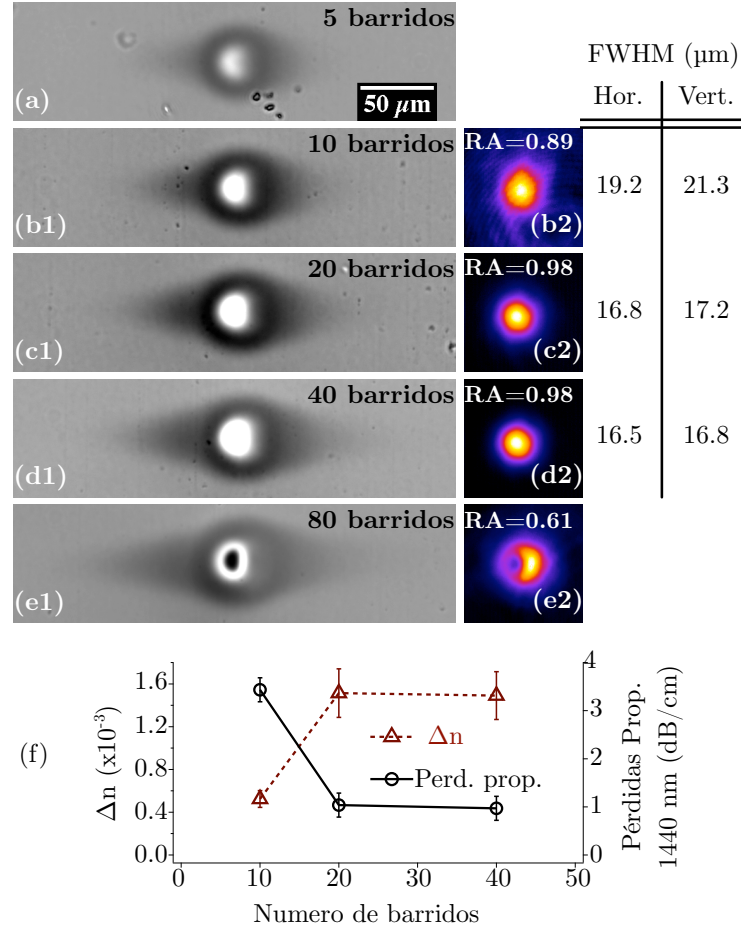


Figura 4.18: Imágenes de microscopía de transiluminación de luz blanca (columna izquierda) y modos guiados fundamentales a 1550 nm (columna derecha) de guías de onda escritas en (a) 5 barridos, (b) 10 barridos, (c) 20 barridos, (d) 40 barridos y (e) 80 barridos. A la derecha de los modos guiados se indica la anchura a mitad de máximo en las direcciones horizontal (eje Z) y vertical (eje Y). La muestra es un vidrio de fosfato comercial dopado con un 1.8% de Er_2O_3 (MM2, Kigre Inc) y los parámetros de irradiación de cada barrido son: velocidad de barrido = 100 $\mu\text{m/s}$, $\Delta t \approx 260$ fs, $E = 4.0$ $\mu\text{J/pulso}$, $NA = 0.26$, $z = 1.56$ mm, $\Delta S_y = 350$ μm , polarización circular. A las imágenes de microscopía se les ha aplicado un ajuste de contraste lineal para mostrar las zonas oscuras en torno al VF, saturando la zona central brillante. Las imágenes de modos guiados están normalizadas al máximo de intensidad. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala. (f) Gráfico con los valores de contraste de índice y pérdidas por propagación a 1440 nm.

una vez se supera el umbral de daño acumulativo (80 barridos, Figura 4.18(e)).

En el gráfico de la Figura 4.18(f) se muestra la evolución del contraste de índice y las pérdidas de propagación. En la misma se observa cómo el contraste de índice crece rápidamente con el número de barridos, hasta alcanzar un valor de saturación de $\Delta n \approx (1.51 \pm 0.15) \times 10^{-3}$. Por otra parte, las pérdidas de propagación presentan un comportamiento opuesto: decrecen rápidamente con el número de barridos, alcanzando un límite inferior alrededor de 1 dB/cm (valor mínimo de 0.97 ± 0.24 dB/cm para 40 barridos). Este descenso en las pérdidas de propagación se atribuye a un posible suavizado en las rugosidades del perímetro de la zona modificada debido al efecto del barrido múltiple. Ambos parámetros (pérdidas y contraste de índice) son comparables a los mejores valores reportados en la literatura en vidrios de fosfato en régimen de BFR [OTM⁺03, AMSW05], con la salvedad de que las guías mostradas en esta sección se han escrito a una profundidad un orden de magnitud superior, superando los problemas asociados a la PNL que eso conlleva.

A pesar de los buenos valores en cuanto a pérdidas de propagación mostrados en la gráfica de la Figura 4.18(f), estas guías presentan un diámetro modal grande (ver columna derecha) en comparación con los medidos para la fibra de acoplo utilizada (SMF-28, $FWHM = 5.3 \mu m$). Esto hace que estas guías presenten pérdidas de inserción elevadas si se integran en un dispositivo acoplado por fibra estándar (SMF-28 o Hi1060, Corning). En particular, en el caso de la guía mostrada en la Figura 4.18(d) (la que presenta menores pérdidas), se tiene que las pérdidas totales por inserción mediante acoplo (y desacoplo) por fibra SMF-28 son de 6.5 ± 0.8 dB (a 1440 nm) en una longitud de guía de 22.1 mm.

Algunos grupos han solucionado este inconveniente adaptando la fibra de acoplo al diámetro modal que presentan las guías de onda [MDA⁺08]. En la siguiente sección se va a presentar la estrategia contraria: la escritura de guías de onda como las mostradas hasta ahora pero adaptando el tamaño modal de las guías al de las fibras utilizadas en comunicaciones ópticas.

4.5.2. Profundidad baja ($z=100 \mu m$)

Recordemos que, de acuerdo con lo explicado en el Capítulo 2 y en ausencia de PNL, el tamaño del VF en la dirección Z escala con NA^{-2} (expresión (2)), mientras que el tamaño en la dirección transversal Y se determina mediante el tamaño de la apertura ΔS_Y . Por tanto, para reducir el tamaño en Z hay que aumentar la apertura numérica

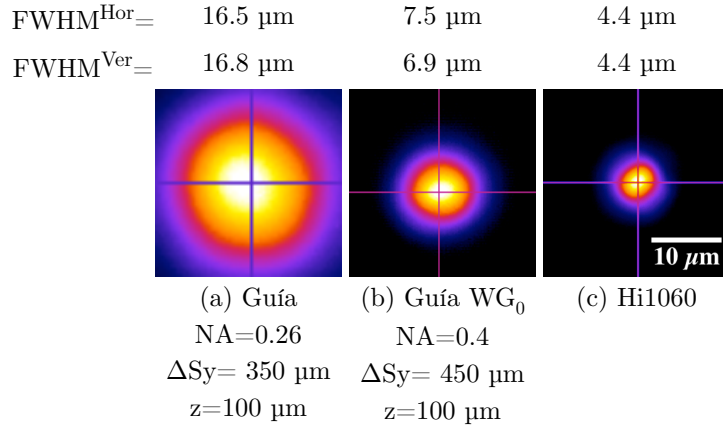


Figura 4.19: Modos guiados a 1550 nm de (a) guía mostrada en la Figura 4.18(d2), recortada al mismo tamaño que el resto de imágenes, para comparar con (b) una guía de ondas escrita con pulsos de $0.75 \mu\text{J}$ y 450 fs, mediante conformación por apertura ($\Delta S_y = 450 \mu\text{m}$). En (b) se ha utilizado una lente esférica ($NA = 0.40$) para enfocar el haz $100 \mu\text{m}$ bajo la superficie de la muestra: vidrio de fosfato de fabricación propia (ver Tabla 3.2) dopado con 1.23 % Er_2O_3 y 2.67 % Yb_2O_3 . La muestra se ha desplazado a $20 \mu\text{m/s}$ y se han realizado 80 barridos sobre una longitud de 1.6 cm; (c) fibra de acoplo Hi1060. En la parte superior se indican las anchuras a mitad de máximo de los modos en las direcciones horizontal y vertical sobre las líneas indicadas. En las guías, el láser de irradiación incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

de la lente de irradiación y ajustar ΔS_y . Al hacerlo, también aumentan los efectos de la aberración esférica introducida en la intercara aire-muestra, lo que es contraproducente a profundidades de escritura elevadas (ver expresión (2.18) y Figura 2.10). Por tanto, para obtener un VF más pequeño manteniendo la circularidad hay que aumentar la NA y reducir la profundidad de escritura.

En la Figura 4.19(b) se muestra el modo guiado de una guía de ondas irradiada con una apertura numérica mayor y a menor profundidad que las mostradas en la sección anterior (ver pie de figura). Con estos parámetros, el modo guiado presenta ahora una anchura a mitad de máximo aproximadamente tres veces inferior a los mostrados en los modos fundamentales mostrados en la Figura 4.18 (uno de estos modos se ha puesto como ejemplo en la Figura 4.19(a)). En la Figura 4.19(c) también se muestra el modo guiado a la misma longitud de onda de la fibra utilizada para caracterizar la guía (Hi1060) para comparar los tamaños. Puede apreciarse que el modo de la guía es todavía sustancialmente mayor al de la fibra de acoplo, lo que introduce unas pérdidas

de acoplo de 0.8 dB/cara. Este valor, sumado a unas pérdidas de propagación de 0.5 dB/cm y 0.2 dB/cara de pérdidas de Fresnel, resulta en unas pérdidas de inserción totales de ≈ 2.8 dB (para 1.6 cm, medidas a 1620 nm). Adicionalmente, a partir de medidas de espectrofotometría, se ha determinado que una señal a 1535 nm sufre una atenuación de 7.4 dB debido a la absorción de los iones activos en una longitud de 1.6 cm, la de la guía.

Con esta guía de ondas (en lo sucesivo, WG_0) se ha implementado un amplificador óptico como el descrito en la Sección 3.2.2.1. En la caracterización activa realizada en este amplificador se ha determinado que la atenuación de la señal a 1535 nm es de 11.7 dB. De esta forma, descontando la absorción de la señal, se tiene que las pérdidas totales por inserción en el amplificador son de 4.3 dB a 1535 nm, consistentes con las medidas de forma pasiva anteriormente (a 1620 nm). Debe notarse que las pérdidas de propagación dependen de la longitud de onda, ya que escalan con λ^{-4} (ley de Rayleigh).

Inyectando 730 mW de bombeo (a 976 nm, en configuración bidireccional) en el amplificador, se ha determinado un incremento en la señal (ganancia relativa, o *enhancement*) de 11.0 dB. Dado que la atenuación de señal se había determinado en 11.7 dB, se tiene que el amplificador presenta una ganancia absoluta de -0.7 dB, con una ganancia interna de la guía de ondas de 3.5 dB.

Con el ánimo de diseñar un amplificador en el que se obtenga ganancia absoluta, se han realizado simulaciones de la ganancia absoluta de un amplificador como el descrito anteriormente (Figura 4.20), de acuerdo con lo descrito en [VRC06]. De esta forma se pretende determinar las concentraciones óptimas de dopantes en el material. Las simulaciones han sido realizadas manteniendo $[Yb_2O_3] = 2 [Er_2O_3]$. Se han simulado cuatro condiciones diferentes. En primer lugar se ha simulado el comportamiento de WG_0 en una longitud de 25 mm (ver Figura 4.20, curva WG_0). A continuación se han considerado valores mejorados de pérdidas de la guía de ondas. Para estos valores de pérdidas se ha tomado como referencia los dados por Osellame y colaboradores en [OCV⁺06]. Ello se debe a que son los más bajos reportados en un vidrio de fosfato, aunque en condiciones de irradiación a alta frecuencia de repetición: pérdidas de propagación de 0.4 dB/cm (PL_0) y de acoplo de 0.1 dB/cara (CL_0). Así, en la Figura 4.20 se han representado también: WG_0PL_0 (mismos parámetros de WG_0 pero considerando las pérdidas de propagación PL_0), WG_0CL_0 (mismos parámetros de WG_0 pero considerando las pérdidas de acoplo CL_0), y finalmente WG_0PCL_0 (mismos parámetros de WG_0 pero considerando las pérdidas CL_0 y PL_0). En la figura se aprecia

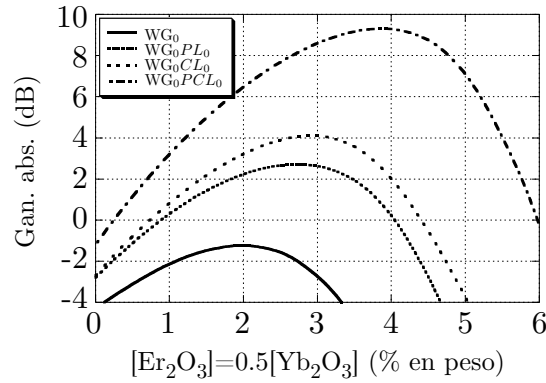


Figura 4.20: Simulaciones de la ganancia absoluta de un amplificador con una guía de ondas de 25 mm en función de la concentración de Er_2O_3 , manteniendo $[Yb_2O_3] = 2 [Er_2O_3]$. Se han simulado cuatro valores distintos de pérdidas para la guía de ondas activa.

que conforme aumenta la ganancia de los distintos dispositivos simulados (debido a la reducción de las pérdidas), la concentración óptima de Er_2O_3 también aumenta: 2.7 % para WG_0PL_0 , 3.0 % para WG_0PC_0 , y finalmente 3.9 % para WG_0PL_0 .

Conviene recordar que los valores de pérdidas obtenidos por Osellame y colaboradores en [OCV⁺06], PL_0 y CL_0 , fueron obtenidos en irradiaciones hechas en el régimen de alta frecuencia de repetición, mientras que WG_0 ha sido irradiada en el régimen de BFR. Así pues, en base a esto y a los resultados de la Figura 4.20 se han realizado irradiaciones en el régimen de AFR con el fin de reducir las pérdidas de las guías. Adicionalmente, estas irradiaciones se han hecho en vidrios de fosfato donde las concentraciones de Er_2O_3 e Yb_2O_3 se han elevado, de acuerdo con lo mostrado en la Figura 4.20. Todos estos resultados se mostrarán en el capítulo dedicado la producción de guías en régimen de AFR (Capítulo 6).

4.6. Origen del contraste de índice en guías de onda

En secciones anteriores se ha realizado la optimización del proceso de escritura de guías de onda a gran profundidad, atendiendo a los parámetros controlables en el proceso de irradiación. Como resultado de la minimización de los procesos de propagación no lineal, se ha conseguido generar estructuras con pérdidas de propagación bajas. En esta sección se analizarán en detalle los mecanismos responsables del cambio de índice de refracción en uno de los vidrios de fosfato empleados.

Con este fin, se analizarán mediante medidas de microfluorescencia confocal el comportamiento de dos estructuras representativas, procesadas mediante un número de barridos inferior (superior) al necesario para generar guiado. Las dos estructuras, WG1 y WG2, han sido irradiadas con parámetros similares a los de las Figuras 4.17 y 4.18(c). El material utilizado es también similar (MM2, Kigre Inc.). Está dopado con iones de Er^{3+} e Yb^{3+} (2.6 % en peso de Er_2O_3 y 2.8 % de Yb_2O_3). Dada la posible influencia de la composición particular del vidrio en los mecanismos responsables del cambio de índice [LAD⁺10, FWR⁺09] (ver Sección 2.5.2), se han realizado medidas de PIXE para obtener la composición precisa de este vidrio de fosfato en particular. Los resultados, expresados en porcentaje en peso, se muestran en la Tabla 4.2.

Óxido	% en peso	Óxido	% en peso
P_2O_5	74.0 ± 2.2	La_2O_3	< 3
Al_2O_3	12.7 ± 0.4	MgO	< 3
GeO_2	4.16 ± 0.12	Nb_2O_5	< 3

Tabla 4.2: Composición del vidrio bajo estudio (MM2, Kigre Inc.), dada por medidas de PIXE.

Mediante medidas de microfluorescencia confocal puede estudiarse cómo se ven modificadas localmente algunas de las propiedades de emisión de los iones activos del vidrio. En particular, debido a la irradiación por láser, los iones activos pueden modificar algunas de sus propiedades de emisión, como la intensidad/longitud de onda de pico o la anchura de la banda de emisión, que están condicionadas por la estructura local del material a escala nanoscópica. Esta técnica es muy precisa para analizar matrices de tipo cristalino, donde la emisión espectral presenta picos estrechos. Esto ha permitido obtener mapas cuantitativos de la modificación local de índice de refracción producida tras la irradiación con láser de femtosegundos [RTL⁺09]. En esta sección se aplicará esta técnica a una matriz vítrea, extrayendo información cualitativa de las medidas de microfluorescencia y discutiendo la coherencia de las conclusiones extraídas en términos de transferencia energética entre los iones activos (Er^{3+} e Yb^{3+}).

El montaje experimental se ha detallado en la Sección 3.2.2.2. Para excitar los iones Er^{3+} (Yb^{3+}) se ha utilizado un láser de argón a 488 nm (láser de diodo a 980 nm). En la parte superior de la Figura 4.21 se han indicado estas longitudes de onda sobre un espectro típico de absorción del material bajo estudio. Adicionalmente, en la mitad inferior se muestra un espectro típico de emisión (bajo excitación a 488 nm), donde se han etiquetado los picos de emisión que se van a estudiar a lo largo del capítulo.

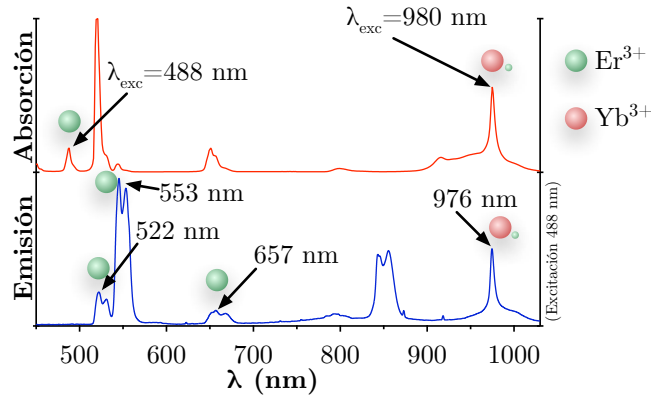


Figura 4.21: Curva roja (superior): espectro normalizado de absorción de la muestra de MM2 (co-dopada con Er^{3+} e Yb^{3+}) bajo estudio. Los picos indicados corresponden a las longitudes de onda de excitación. Curva azul (inferior): espectro de emisión normalizado bajo excitación a 488 nm. Los picos relevantes para este estudio se indican con flechas.

En la Figura 4.22(a) se muestra una imagen de microscopía en transiluminación de luz blanca de la sección transversal de WG1. En la imagen se aprecia una zona central ligeramente más brillante que el fondo. Igual que ocurría con la estructura mostrada en la Figura 4.17 (mismos parámetros de irradiación), esta estructura no soporta un modo guiado a 1550 nm. Ello indica que el contraste de índice de refracción inducido es bien positivo pero demasiado pequeño, o bien negativo.

En la Figura 4.22(b) se muestra el corrimiento espectral (en cm^{-1}) del pico de fotoluminiscencia del erbio a 553 nm, normalizado al valor medio de fondo, cuando es excitado a 488 nm. En esta representación, valores positivos indican corrimientos hacia longitudes de onda más cortas (corrimientos al azul). Esta figura ha sido tratada (suavizada) para reducir el ruido y mostrar el débil (aunque sistemático) corrimiento al azul que ocurre en la zona central (irradiada). En primera aproximación, se atribuye este corrimiento al azul a una reducción del campo cristalino [KKS⁺06] que afecta a los iones de erbio (Figura 4.23). Esto puede interpretarse en términos de una expansión local de la red, que induciría una disminución local del índice de refracción ($\Delta n < 0$). El mismo tipo de análisis se ha intentado realizar con el pico de emisión a 976 nm, sin embargo no se ha podido extraer información útil de esta imagen (Figura 4.22(c)). Este tipo de asignaciones ha sido realizada con anterioridad en matrices cristalinas, donde la medida es más precisa y donde se ha extraído incluso información cuantitativa acerca del cambio de índice local [RTL⁺09]. Para corroborar

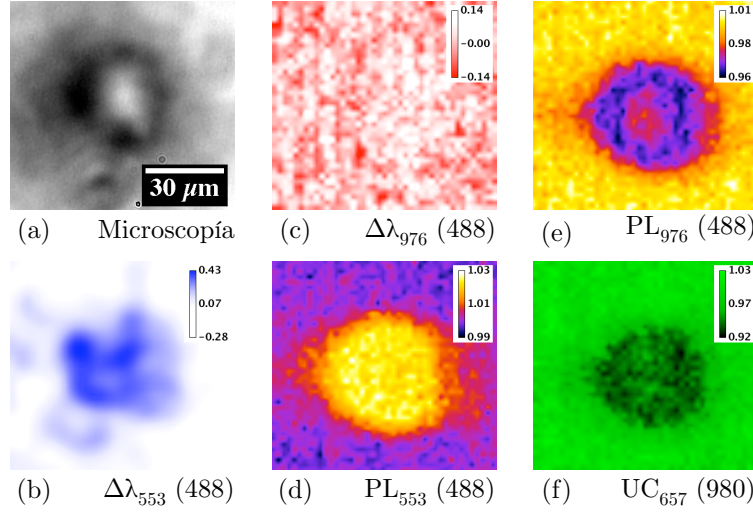


Figura 4.22: Sección transversal de WG1 bajo diferentes caracterizaciones: (a) imagen de microscopía en transiluminación de luz blanca, (b) y (c) desplazamiento espectral (en cm^{-1}), relativo a la región sin modificar, de la emisión a 553 nm y 976 nm respectivamente, bajo excitación a 488 nm, (d) emisión normalizada de PL a 553 nm, bajo excitación a 488 nm, (e) emisión normalizada de PL a 976 nm, bajo excitación a 488 nm, (f) emisión normalizada de UC a 657 nm, bajo excitación a 980 nm. El láser de escritura incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala. Las imágenes espectrales corresponden exactamente a la misma región espacial.

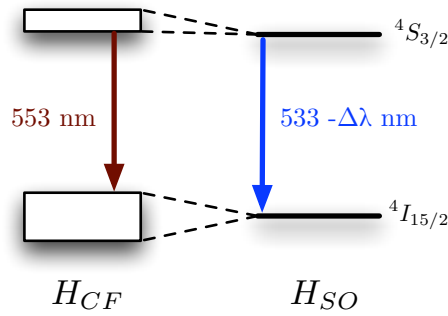


Figura 4.23: Diagrama de niveles de la transición del ion Erbio a 533 nm, cuando se considera únicamente el acoplamiento espín-órbita (H_{SO}) y cuando se aplica la perturbación del campo cristalino (H_{CF}). Cuando el campo cristalino disminuye hasta el extremo en el que se pueda considerar despreciable (solo H_{SO}), la transición mostrada sufre un corrimiento al azul. El diagrama de niveles ha sido esquematizado a partir de los valores dados en [Ken02], calculados para el ion Er^{3+} en una matriz de sílice.

la información cualitativa que ofrece la Figura 4.22(b), a continuación se muestran diversas medidas complementarias.

La Figura 4.22(d) muestra la distribución de la intensidad de emisión de PL (pico) de la banda del erbio a 553 nm , obtenida bajo excitación a 488 nm , y normalizada al valor promedio del fondo (material sin modificar). Esta imagen muestra cómo la intensidad aumenta en la zona irradiada respecto al valor de fondo. Si se asume que ha habido una expansión de la matriz, la probabilidad de transferencia de energía $Er^{3+} \rightarrow Yb^{3+}$ se ve reducida debido al aumento de la distancia donador-aceptor [JL05]. Como consecuencia, la emisión de PL del erbio a 533 nm aumenta respecto al valor de fondo. Siguiendo esta línea de argumentación, uno esperaría un decremento en la emisión de PL de los iones Yb^{3+} a 976 nm bajo excitación a 488 nm (excitación directa a los iones Er^{3+}), debido a la reducción de la transferencia $Er^{3+} \rightarrow Yb^{3+}$. Este efecto puede observarse en la Figura 4.22(e), donde se aprecia un descenso de la emisión (976 nm) en la zona irradiada (central) respecto a la emisión de fondo.

Por otra parte, la disminución de densidad local no solo afectaría a la distancia entre iones Er^{3+} e Yb^{3+} , sino también entre los propios iones Er^{3+} . Este hecho, junto con una reducción en la transferencia energética $Yb^{3+} \rightarrow Er^{3+}$, debería acarrear un descenso en la emisión de *upconversion* (UA) del erbio al ser bombeado a 980 nm . Este es el comportamiento que puede observarse en la Figura 4.22(f), donde la zona irradiada muestra una disminución en la emisión de UC (a 657 nm) respecto a la región sin irradiar.

Resumiendo la información extraída de la Figura 4.22, puede verse que el motivo por el cual WG1 no es capaz de soportar un modo guiado a 1550 nm es que la zona irradiada ha sufrido una disminución del índice de refracción local, consecuencia de una reducción en la densidad local. A continuación se muestran medidas similares en WG2 para determinar por qué esta estructura sí que es capaz de soportar un modo guiado a 1550 nm .

La Figura 4.24(a) muestra una imagen de microscopía en transiluminación de luz blanca de WG2 junto con su modo guiado a 1550 nm (Figura 4.24(b)). Igual que en el caso de WG1, la imagen del desplazamiento espectral del pico de 553 nm (excitando a 488 nm , Figura 4.24(c)) muestra que la zona irradiada presenta un corrimiento al azul. Sin embargo, en WG2 la zona que presenta este corrimiento se limita a las regiones exteriores de la zona irradiada, indicando una disminución de densidad solamente en esta región. La Figura 4.24(d) muestra el corrimiento espectral del pico de 976 nm (bajo excitación a 488 nm). A diferencia de lo observado en el análisis de WG1, en

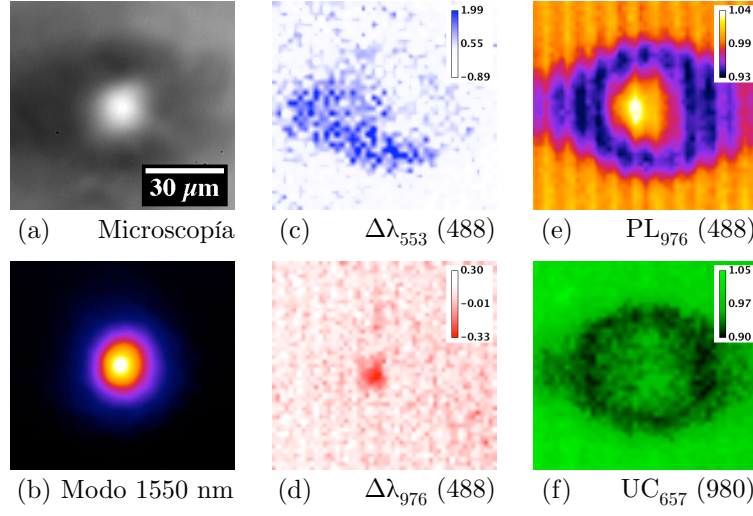


Figura 4.24: Sección transversal de WG2 bajo diferentes caracterizaciones: (a) imagen de microscopía en transiluminación de luz blanca; (b) modo guiado a 1550 nm; (c) y (d) desplazamientos espectrales (en cm^{-1}), relativos a la región sin modificar, de las emisiones de pico a 553 nm y 976 nm respectivamente, bajo excitación a 488 nm; (e) emisión normalizada de PL a 976 nm, bajo excitación a 488 nm; (f) emisión normalizada de UC a 657 nm, bajo excitación a 980 nm. El láser de escritura incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala. Las imágenes espectrales corresponden exactamente a la misma región espacial.

esta ocasión esta imagen sí que muestra un cierto desplazamiento, en particular un corrimiento al rojo en la emisión de los iones Yb^{3+} a 976 nm, indicando que en esa región ha aumentado el campo cristalino y, por tanto, la densidad local.

Comparando las Figuras 4.24(c) y (d) puede extraerse información complementaria. Se observa cómo la emisión del ion erbio a 553 nm está más afectada por la expansión de la matriz, mientras que la emisión del ion iterbio es más sensible a la densificación de la misma. Así, puede concluirse que la parte exterior de la región irradiada ha sufrido un descenso en la densidad que disminuye localmente el índice de refracción, mientras que la zona central se ha densificado, aumentando el índice de refracción.

Esta distribución de densidad en la zona irradiada afecta también a las características de emisión de los iones activos, así como a la transferencia energética entre los mismos, como se muestra en las Figuras 4.24(e) y (f). Igual que ocurría en el caso de la estructura WG1, una disminución en la densidad en la zona exterior de la región irradiada implica una reducción en la transferencia energética $Er^{3+} \rightarrow Yb^{3+}$, y por

tanto una disminución en la emisión de pico del iterbio a 976 nm (bajo excitación a 488 nm), como se muestra en la Figura 4.24(e). Por contra, en la región densificada (central) la probabilidad de transferencia energética $Er^{3+} \rightarrow Yb^{3+}$ aumenta, resultando en un incremento en la emisión de PL del iterbio a 976 nm. En la región central (densificada) debería también aumentar la probabilidad de transferencia inversa ($Yb^{3+} \rightarrow Er^{3+}$). Comparando las Figuras 4.22(f) y 4.24(f), puede verse cómo en el caso de WG2 la intensidad de emisión de *upconversion* en la zona central aumenta respecto a la observada en WG1 corroborando nuevamente la hipótesis de una densificación en la zona central.

Resumiendo la información extraída de la Figura 4.24, la causa de que WG2 sea capaz de soportar un modo a 1550 nm proviene de la combinación de dos efectos: el aumento local en el índice de refracción en la zona central (consecuencia de una densificación local) junto con una disminución del índice en las regiones periféricas (consecuencia de una disminución local de la densidad).

4.7. Resumen y conclusiones

En este capítulo se ha analizado la influencia de numerosos parámetros en la escritura de guías de onda. Para ello se realizó una conformación espacial del perfil de intensidad del haz de irradiación mediante una apertura rectangular.

En primer lugar, se ha ilustrado el papel de los parámetros básicos de escritura en un material bien conocido como es la sílice, en un régimen de procesado en el que los efectos de la PNL no afectan de forma apreciable a la forma del VF. Se ha mostrado cómo la aberración esférica alarga el VF de forma creciente con la profundidad de irradiación. Asimismo se ha mostrado cómo puede compensarse este efecto a profundidades de irradiación elevadas (~ 7 mm) para producir guías cuyos modos guiados presentan una *RA* controlable y próxima a la unidad.

A continuación se han mostrado los efectos de la PNL sobre la forma del VFR en un material de mayor interés tecnológico, un vidrio de fosfato comercial dopado con iones activos (MM2, Kigre Inc.). En particular, se ha identificado el autoenfoco no lineal (junto con el agotamiento pre-focal asociado) como causante de la distorsión que sufre el VFR y que aleja su forma de la prediseñada (VF). Asimismo, se ha identificado la filamentación junto con el agotamiento pre-focal como importantes mecanismos de pérdida de energía en el VF.

Se ha propuesto la utilización de haces circularmente polarizados para reducir los efectos de la PNL ($n_2^{\odot} < n_2$). Adicionalmente se han propuesto dos estrategias complementarias para evitar los efectos de la PNL. La primera consiste en aumentar la duración de pulso hasta el punto en el que la filamentación desaparece. Sin embargo, se ha mostrado que en esta situación, el acoplo de energía en el VFR es tal que se generan daños permanente en el material. La segunda estrategia consiste en la reducción de la potencia de pico de los pulsos mediante la combinación del aumento en la duración de pulso ($\Delta t \approx 260 \text{ fs}$) con la reducción en la energía de los pulsos ($4 \mu\text{J}$), consiguiendo de esta forma un plasma no afectado por PNL con forma de disco *ideal*. Sin embargo, con estos parámetros las estructuras escritas no alcanzan un incremento en el índice de refracción suficiente para soportar modos guiados a 1550 nm .

Para escribir guías de onda en ausencia de los efectos de la PNL, a 1.5 mm de profundidad, se ha utilizado una técnica multi-barrido. Se ha mostrado cómo mediante esta técnica el índice de refracción crece rápidamente con el número de barridos (saturando en torno a $\Delta n \approx 1.5 \times 10^{-3}$), a la par que las pérdidas por propagación decrecen alcanzando valores mínimos en torno a 1 dB/cm . Mediante la misma técnica, se han fabricado guías de onda a $100 \mu\text{m}$ de profundidad. En estas guías se ha reducido el tamaño modal con el objeto para optimizar el acoplo con fibras estándar. Así, se ha construido un amplificador óptico con una ganancia interna de 3.5 dB , aunque sin ganancia absoluta. A partir de estos resultados se han identificado estrategias alternativas para mejorar la ganancia absoluta del amplificador, como se mostrará en capítulos posteriores.

Finalmente se han estudiado los mecanismos físicos responsables del decremento/aumento de índice en estructuras mono- y multi-barrido. Para ello se ha estudiado el desplazamiento espectral que sufren algunos picos de emisión de los iones activos, técnica típicamente utilizada en materiales cristalinos. Así, se ha concluido que en una irradiación en barrido único (por debajo del umbral de autoenfoco no lineal apreciable), se disminuye la densidad local y el índice de refracción. Sin embargo, al barrer múltiples veces se genera una distribución de densidad más compleja consistente en un anillo exterior de densidad promedio menor que el entorno y una zona central con una densidad (índice de refracción) superior a la del entorno.

Optimización de la escritura de guías de onda a BFR (II): conformación del frente de onda

En este capítulo se presenta un método alternativo para la conformación del haz de irradiación. De esta forma se pretende obtener un VF (y las guías con este escritas) de sección transversal simétrica. El método se basa en la utilización de sistemas de óptica adaptativa para modificar el frente de onda del haz de irradiación. Se han desarrollado dos estrategias de conformación mediante el uso de haces astigmáticos o astigmático-elípticos. Su viabilidad se ha demostrado mediante la escritura de guías de onda de sección transversal simétrica en vidrios de fosfato.

5.1. Introducción

En el capítulo anterior se ha analizado la conformación del volumen focal (VF) de un haz láser mediante el control su perfil de intensidad. Se ha utilizado para ello un elemento pasivo. (rendija [CSM⁺03, AMSW05]). Este método puede resultar poco apropiado a efectos prácticos, ya que requiere láseres de procesado que generen pulsos muy energéticos dado que la mayor parte del haz se bloquea en la rendija, y sólo una pequeña parte la atraviesa para irradiar la muestra. como ya se ha indicado, un método alternativo energéticamente más favorable, fue propuesto casi simultáneamente por Osellame y colaboradores [OTM⁺03, COT⁺02]. Su propuesta consistió en utilizar un telescopio cilíndrico para introducir elipticidad en el haz, a la par que desajustándolo ligeramente se introduce una cierta cantidad de astigmatismo que permite controlar de forma precisa la circularidad de la sección transversal del foco.

Otra posible estrategia para conformar el VF consiste en hacerlo mediante elementos activos como los moduladores espaciales de luz (SLM). En este caso la conformación del haz se realiza mediante la modificación del frente de onda. La utilización de elementos de óptica adaptativa presenta una gran flexibilidad frente al uso elementos pasivos ya que permite una modificación dinámica de las condiciones de escritura. Por ejemplo, Mauchair y colaboradores [MMBH⁺08] han demostrado la posibilidad de corregir de forma dinámica el incremento de aberración esférica que ocurre al escribir una guía de ondas a lo largo de la dirección de propagación del haz (Z).

Siguiendo la línea mostrada en el capítulo anterior, en el que el haz de irradiación se ha conformado para que el VF presente la forma de un disco plano, en este capítulo se exploran alternativas basadas en la modificación del frente de onda para obtener una conformación similar del VF. Como punto de partida se muestran resultados basados en la modificación del frente de onda a base de astigmatismo puro, ya que es bien sabido que un haz astigmático genera dos focos razonablemente *planos* y ortogonales. A partir de esta aproximación se va a estudiar numérica y experimentalmente la circularidad de estos focos. A continuación se propondrán alternativas para suprimir de forma efectiva uno de los dos focos. Finalmente se mostrará cómo, mediante la correcta combinación de astigmatismo y elipticidad en el haz, se pueden obtener guías de onda con secciones transversales simétricas [ICFdH⁺11, dICFG⁺09]. También se discutirán los problemas asociados a la utilización de moduladores de cristal líquido. Como paso previo, a continuación se introducirá el formalismo utilizado para parametrizar el frente de onda en una base de polinomios ortonormales: los polinomios de Zernike.

5.2. Descripción del frente de onda

El frente de onda de un haz, $\phi(\rho, \theta)$, se define como la superficie sobre la que la fase del haz permanece constante. Para haces de perfil circular, es común descomponerlo en base a los polinomios de Zernike como sigue [ZSB⁺99]:

$$\phi(\rho, \theta) = \sum_n \sum_{m=-n}^n a_n^m Z_n^m(\rho, \theta), \text{ con } (n-m) \text{ par}, \quad (5.1)$$

donde ρ y θ son las coordenadas polares con $0 \leq \rho \leq 1$, n y m reciben el nombre de *orden* del polinomio y frecuencia azimutal respectivamente; $Z_n^m(\rho, \theta)$ es el polinomio de Zernike, siendo a_n^m su coeficiente. En esta tesis se utiliza una normalización picovalle (PV), de forma que si se tiene un frente de onda que es descrito por un único coeficiente, $a_{n_0}^{m_0}$, y toma por ejemplo el valor 1, quiere decir que la amplitud del frente de onda (en la pupila de radio unidad sobre la que está definido) toma el valor 2. Así, los polinomios de Zernike toman la siguiente forma:

$$Z_n^m(\rho, \theta) = \begin{cases} R_n^m(\rho) \cos(m\theta), & m \geq 0 \\ R_n^m(\rho) \sin(m\theta), & m < 0, \end{cases} \quad (5.2)$$

donde la parte radial, $R_n^m(\rho)$, viene dada por

$$R_n^m(\rho) = \sum_{k=0}^{(n-|m|)/2} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! \left(\frac{n+|m|}{2} - k\right)! \left(\frac{n-|m|}{2} - k\right)!} \rho^{n-2k}. \quad (5.3)$$

Los polinomios de Zernike son ortogonales dentro de una circunferencia de radio unidad, por lo que para describir el frente de onda en una pupila de radio R_{pup} , la coordenada ρ denota la coordenada normalizada $\rho = r/R_{pup}$ [Nol76]. Durante el desarrollo de este capítulo, todos los coeficientes mostrados (medidos o calculados) se dan normalizados a una pupila de diámetro igual al diámetro del haz de irradiación a $1/e^2$ (esto es, 7.4 mm). En la Tabla 5.1 se muestran los polinomios de Zernike hasta el cuarto orden (el orden de la aberración esférica) y los nombres que reciben según la teoría clásica de aberraciones.

Cuando un haz con un frente de onda plano es enfocado a través de un sistema óptico sin aberraciones, genera un único punto focal (o VF). En primera aproximación, esto se debe a que el sistema de lentes modifica el frente de onda del haz, dotándolo de una determinada (y única) curvatura con simetría de revolución respecto al eje de

n	m	Polinomio	Nombre
0	0	1	Pistón
1	-1	$\rho \sin(\theta)$	Inclinación según Y
1	1	$\rho \cos(\theta)$	Inclinación según X
2	-2	$\rho^2 \sin(2\theta)$	Astigmatismo a 45°
2	0	$2\rho^2 - 1$	Curvatura de campo (desenfoque)
2	2	$\rho^2 \cos(2\theta)$	Astigmatismo a 0°
3	-3	$\rho^3 \sin(3\theta)$	Trifolio
3	-1	$(3\rho^3 - 2\rho) \sin(\theta)$	Coma según Y
3	1	$(3\rho^3 - 2\rho) \cos(\theta)$	Coma según X
3	3	$\rho^3 \cos(3\theta)$	Trifolio
4	-4	$\rho^4 \sin(4\theta)$	
4	-2	$(4\rho^4 - 2\rho^2) \sin(2\theta)$	Astigmatismo secundario
4	0	$(6\rho^4 + 6\rho^2 + 1)$	Aberración esférica
4	2	$(4\rho^4 - 2\rho^2) \cos(2\theta)$	Astigmatismo secundario
4	4	$\rho^4 \cos(4\theta)$	

Tabla 5.1: Polinomios de Zernike y sus nombres correspondientes hasta el orden $n = 4$.

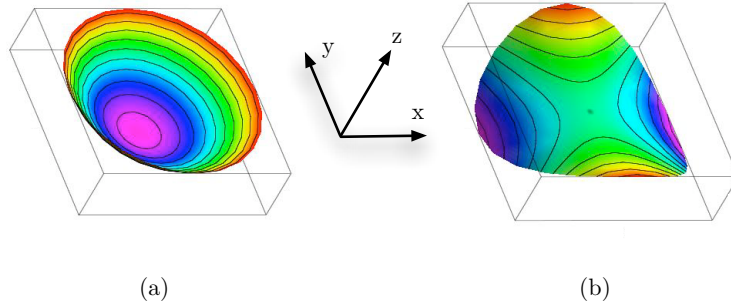


Figura 5.1: Frentes de onda con las siguientes aberraciones: (a) desenfoque (expresión (5.4)) y (b) astigmatismo a 0° (expresión (5.5)) con un coeficiente a_2^2 negativo de magnitud arbitraria. En el primer caso el haz se enfoca conforme se propaga a lo largo del eje Z . En el segundo se enfoca según Y y se desenfoca según X conforme se propaga.

propagación (ver Figura 5.1 (a)). La expresión en la base de los polinomios de Zernike de dicho frente de onda ($\phi(\rho)$) viene dada por

$$\phi_2^0(\rho) \propto 2\rho^2 - 1 . \quad (5.4)$$

Sin embargo, cuando el sistema óptico presenta astigmatismo, o bien cuando el propio haz es astigmático, la curvatura del frente de ondas ya no es única, sino que depende del eje (ver Figura 5.1(b)). En este caso su frente de onda viene descrito por una combinación lineal de los siguientes polinomios

$$\phi_2^2(\rho, \theta) \propto \rho^2 \cos(2\theta) \quad (5.5)$$

$$\phi_2^{-2}(\rho, \theta) \propto \rho^2 \sin(2\theta). \quad (5.6)$$

5.3. Conformación del VF mediante el FO: astigmatismo

5.3.1. Generalidades sobre el astigmatismo

Supongamos que se tiene un haz gaussiano circular con astigmatismo a 0° , como el de la Figura 5.1(b). De acuerdo con este esquema, puede verse de forma intuitiva que una componente converge mientras que la otra diverge. En particular, en la Figura 5.1(b), la componente X diverge, frente a la Y , que converge. Si este haz es enfocado por una lente, la posición en la que enfoquen las componentes X e Y del haz será distinta. En particular, la componente Y (componente previamente convergente) enfocará *antes* que la componente X . Esto se muestra de forma esquemática en la Figura 5.2(a), donde se ha calculado, mediante propagación con matrices ABCD (ver Sección 5.3.2 y Apéndice C), el perfil de intensidad de un haz con este tipo de astigmatismo. Los radios de curvatura empleados son de 40 m y -40 m en X e Y , respectivamente ($a_2^2 > 0$), y se enfoca mediante una lente de focal 10 mm en un material con $n = 1.56$ a una profundidad nominal (en ausencia de aberraciones) de $100\text{ }\mu\text{m}$. Primeramente se observa cómo aparecen dos cinturas de haz (una según X y otra según Y), que se desplazan simétricamente respecto a la posición nominal de enfoque. La combinación de ambas componentes del haz da lugar a sendas distribuciones de intensidad en planos ortogonales (sombreadas en gris) en las regiones coincidentes con las cinturas de haz. En la Figura 5.2(b) se muestra una representación de la distribución de intensidades en ambos planos ortogonales para un haz con una astigmatismo similar al descrito. Para ilustrar el efecto del cambio de signo en el coeficiente a_2^2 , en la Figura 5.2(c) se

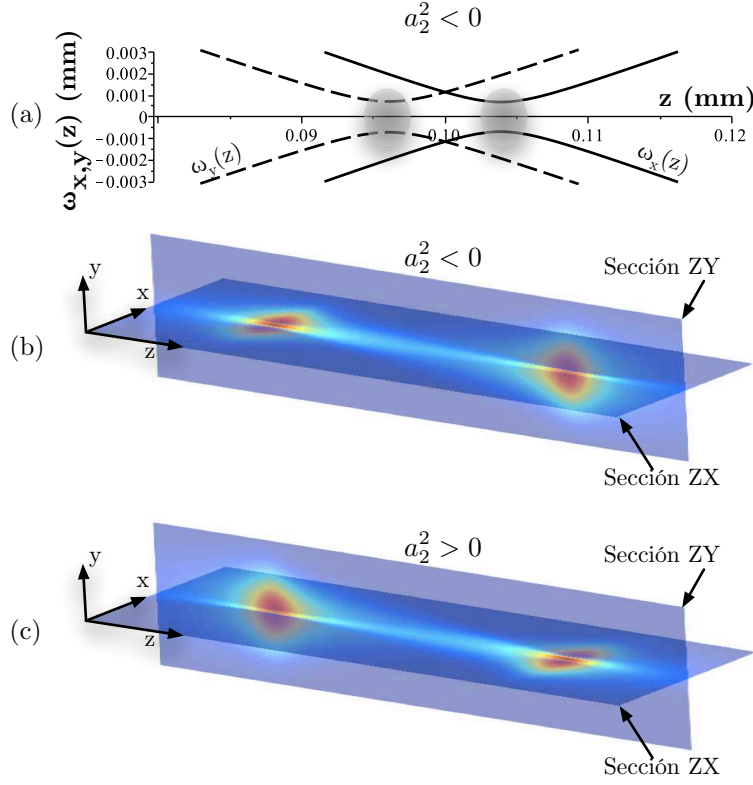


Figura 5.2: Distintas representaciones de un haz con astigmatismo a 0° (ver Figura 5.1(b)) que se enfoca en un material: (a) cinturas de haz $\omega_{x,y}(z)$, y (b) distribuciones de intensidad en las secciones ZY y ZX . El haz ($\lambda = 800 \text{ nm}$) inicialmente presenta curvaturas de 40 m en X y -40 m en Y ($a_2^2 > 0$). Se enfoca con un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo con una focal equivalente de 10 mm en un material con índice de refracción $n = 1.56$. (c) Igual que (b) pero con las curvaturas cambiadas de signo ($a_2^2 < 0$). La posición nominal de enfoque en ausencia de astigmatismo ($a_2^2 = 0$) es $100 \text{ }\mu\text{m}$. Los cálculos de la intensidad y de la semianchura de haz se han hecho de acuerdo con el Apéndice C. Las figuras (b) y (c) no están a la misma escala que (a). El láser incide por la izquierda.

muestran los cálculos análogos a los de la figura (b) pero con $a_2^2 < 0$.

Para reproducir el efecto que tiene el astigmatismo introducido en el haz sobre el VF, se ha creado un modelo sencillo, basado en propagación de haces gaussianos mediante matrices ABCD, que se muestra en la sección siguiente.

5.3.2. Modelo ABCD-1, para haces gaussianos astigmáticos

En el formalismo de matrices ABCD, un haz gaussiano de semianchura ω y radio de curvatura R puede describirse como el vector [Yar89]

$$\begin{pmatrix} q_1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (5.7)$$

donde

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R} - i \frac{\lambda}{\pi \omega^2}. \quad (5.8)$$

Para propagar un haz gaussiano de esta forma a través de un sistema óptico ABCD, hay que resolver la siguiente expresión:

$$\begin{pmatrix} q_2^{x,y} \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} q_1^{x,y} \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (5.9)$$

donde A , B , C y D vienen determinados por el elemento óptico al que representan (lente, propagación libre, etc.). Con esto, el haz a la salida del sistema ABCD viene dado por la expresión

$$q_2^{x,y} = \frac{Aq_1^{x,y} + B}{Cq_1^{x,y} + D}, \quad (5.10)$$

donde se han separado las componentes X e Y para así poder parametrizar el astigmatismo en función radios de curvatura según el eje (X e Y).

5.3.2.1. Parametrización del astigmatismo

Para simular el astigmatismo introducido en el frente de onda por el SLM, se van a propagar de forma independiente las componentes según X e Y del haz gaussiano, con frentes de onda cuyos radios de curvatura (R_x y R_y) sean de igual magnitud pero con signo opuesto ($R_x = -R_y$).

Para obtener una relación entre el coeficiente de Zernike a_2^2 (con normalización PV) sobre una pupila de radio R_{pup} y los radios de curvatura principales del haz, se

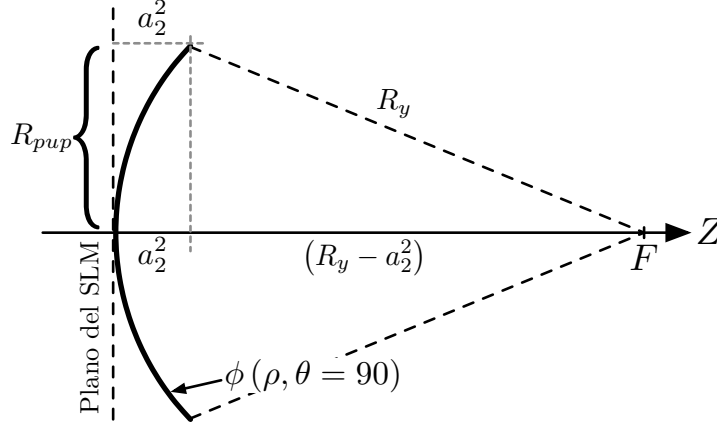


Figura 5.3: Esquema de la sección ZY de un frente de onda $\phi(\rho, \theta)$ con astigmatismo a 0° ($a_2^2 < 0$, como en la Figura 5.1(b)) tenido en cuenta para obtener una relación entre los radios de curvatura principales del haz ($R_{x,y}$) y el coeficiente de Zernike para el astigmatismo a 0° (a_2^2). F es la posición a la que convergería un haz con un frente de onda esférico de radio de curvatura R_y . R_{pup} es el radio de la pupila sobre el que se mide (introduce) el astigmatismo a 0° .

ha considerado un esquema como el mostrado en la Figura 5.3, donde se muestra la sección en el plano ZY ($\theta = 90$) de un frente de onda ($\phi(\rho, \theta)$) como el mostrado en la Figura 5.1(b). En esta figura se ha aproximado $\phi(\rho, \theta)$ por un frente de onda esférico de radio de curvatura R_y convergente hacia F . De acuerdo con la Figura 5.3 es claro que

$$R_{pup}^2 + (R_y - a_2^2)^2 = R_y^2, \quad (5.11)$$

por lo que la magnitud de los radios de curvatura principales de un haz con astigmatismo a 0° vienen dados por

$$|R_y| = |R_x| = \frac{R_{pup}^2 + (a_2^2)^2}{2(a_2^2)^2}, \quad (5.12)$$

El criterio seguido para los signos de los radios de curvatura es el estándar, es decir, un haz que se enfoca presenta un radio de curvatura negativo, mientras que uno que diverge presenta un radio de curvatura positivo.

5.3.2.2. Modelización del experimento

El siguiente modelo se ha desarrollado para reproducir las condiciones experimentales que se mostraron en la Sección 3.1.3.2 (ver Figura 3.5). El montaje experimental considerado para modelizar los efectos del astigmatismo en el VF se muestra en la Figura 5.4, indicando los parámetros y matrices que se mencionarán a continuación. El hecho de que en esta figura (y en el modelo) la propagación anterior a la lente se haya dividido en dos etapas (propagación una distancia d_0 más propagación una distancia igual a la focal de la lente), proviene del diseño de los objetivos de microscopio utilizados. En general, en los objetivos de microscopio el plano de entrada coincide con la posición del plano de pupila de entrada y de la focal anterior. Por tanto, es este el plano accesible experimentalmente y hasta el cual se ha medido la distancia d_0 .

El sistema óptico esquematizado en la Figura 5.4 viene dado por la siguiente matriz:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} &= P(d_2) \cdot I(n_0, n_1) \cdot P(d_1) \cdot L(f) \cdot P(f) \cdot P(d_0) = \\ &= \begin{pmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_0/n_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \times \\ &\quad \times \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (5.13)$$

A partir de esta matriz ABCD y de la expresión (5.10) pueden obtenerse los valores de las cinturas del haz (ω_{0x} y ω_{0y}) según las componentes X e Y , y a partir de estas puede obtenerse la intensidad en el foco mediante la expresión [YY07]

$$I \propto \frac{\omega_{0x}\omega_{0y}}{\omega_x\omega_y} \exp \left[-\frac{2x^2}{\omega_x^2} - \frac{2y^2}{\omega_y^2} \right] \quad (5.14)$$

En lo sucesivo, se denominará a este modelo “ABCD-1”. Para más información sobre el mismo, se remite al lector al Apéndice C.

5.3.3. Comparación experimento-modelo: efecto de a_2^2 en el VF

Para introducir astigmatismo en el haz se ha utilizado un LC-SLM como el descrito en el Capítulo 3, en un experimento como el mostrado en la Figura 3.5. Inicialmente

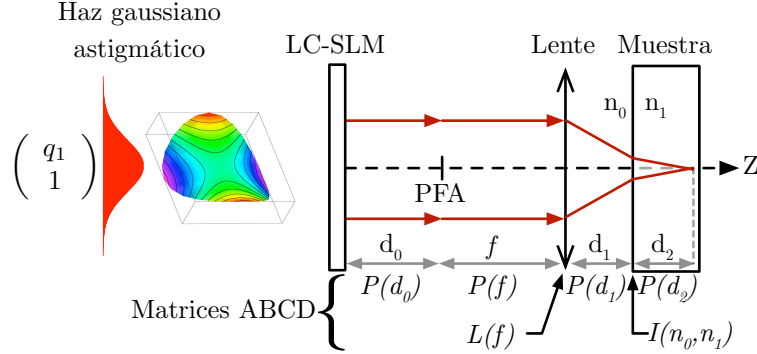


Figura 5.4: Esquema para la modelización de las condiciones experimentales de propagación de un haz astigmático. P , L e I representan respectivamente las matrices ABCD de propagación en espacio libre, una lente delgada de focal f y de una intercara que separa dos medios de índices n_0 y n_1 . PFA representa la posición del plano focal anterior de la lente.

se ha tratado de minimizar la distancia entre el LC-SLM y la pupila de entrada a la lente de enfoque ($d_0 \approx 0$). Esta condición es equivalente a conjugar ambas pupilas, haciendo imagen uno a uno del plano del LC-SLM en la pupila de entrada de la lente de enfoque (objetivo de microscopio). Ello que implica que la fase introducida por el SLM es exactamente la misma que en la pupila de entrada del objetivo de microscopio. De esta forma se puede evaluar el impacto del astigmatismo *puro* sobre el VF. En la situación experimental real (ver Figura 3.5) se tiene que $d_0 = 13 \text{ cm}$, la mínima distancia accesible. Cómo afecta un valor $d_0 \neq 0$ a los resultados experimentales se discutirá más adelante.

A partir del modelo mostrado en la sección anterior, puede obtenerse la intensidad en diversas secciones del VF (en particular de su sección ZY). En la Figura 5.5 se muestra una comparación de secciones ZY en una serie de estructuras escritas en un vidrio de fosfato comercial sin dopar (MM2, Kigre Inc.) y los cálculos correspondientes. En la figura se muestran resultados para valores de astigmatismo (a_2^2) crecientes. Los detalles de las irradiaciones (cálculos) se indican en el pie de figura. Es importante destacar que se están comparando estructuras irradiadas con cálculos de intensidad. Recordemos que el tamaño de las estructuras experimentales es consecuencia de un proceso de ionización no lineal. Por tanto es de esperar que los tamaños de las estructuras irradiadas no coincidan exactamente con el de los cálculos de intensidad, sino que estén escalados no linealmente en función de numerosos parámetros (valor de E_g , energía de irradiación, etc...). Es de esperar, no obstante, que otros parámetros (como

la separación entre focos y la RA), no sean sensibles estos efectos de escala derivados de la ionización no lineal.

En las gráficas mostradas en las Figuras 5.5(f) y (g) se resumen los valores de relación de aspecto (recordemos que RA es el cociente entre la dimensión horizontal (X) y la vertical (Y)) y separación entre focos respectivamente, para los distintos valores de astigmatismo a 0° , tanto para el caso experimental como para los cálculos según el modelo ABCD-1 (tanto para $d_0 = 0 \text{ cm}$ como para $d_0 = 13 \text{ cm}$). En ellas puede observarse que este modelo reproduce correctamente ambas características del VF (RA y separación entre focos). Además, la diferencia entre las curvas para los cálculos en el caso ideal ($d_0 = 0 \text{ cm}$, curvas amarillas continuas) y el real ($d_0 = 13 \text{ cm}$, curvas naranjas discontinuas) son mínimas, indicando que la limitación experimental de que $d_0 \neq 0$ no altera en exceso los resultados experimentales.

En primer lugar se muestra la sección ZY para una irradiación (y el correspondiente cálculo) en la que el haz no presenta astigmatismo ($a_2^2 = 0 \text{ } \mu\text{m}$, Figura 5.5(a)). En esta figura se aprecia el típico perfil alargado (asimétrico), con una $RA_{\text{experimental}} = 4.7 \pm 2.1$, no apta para obtener guías de onda con perfil simétrico. En este punto es importante recalcar que todas las irradiaciones de esta serie se han hecho con la misma energía por pulso, por lo que en esta primera irradiación hecha en ausencia de astigmatismo, toda la energía se concentra en un único foco (y sin conformación de ningún tipo), por lo que el VF se ve afectado, muy posiblemente, por efectos de propagación no lineal.

Al introducir una cierta cantidad de astigmatismo en el haz ($a_2^2 = 0.65 \pm 0.10 \text{ } \mu\text{m}$, Figura 5.5(b)), el VF se divide en dos focos. El primero (el más cercano a la superficie del material) presenta una forma de *disco* contenido en el plano ZY . El segundo foco también presenta forma de disco plano, sin embargo está contenido en el plano ZX . Ambos focos se separan de forma simétrica en Z respecto a la posición nominal de enfoque, de forma creciente y cuasi lineal con el coeficiente a_2^2 (Figura 5.5(g)).

Al aumentar a_2^2 hasta $1.30 \pm 0.10 \text{ } \mu\text{m PV}$, la zona modificada por el primer foco presenta una relación de aspecto razonable para la escritura de guías de onda (Figura 5.5(c), $RA_{\text{experimental}} = 1.0 \pm 0.3$). A partir de este valor de astigmatismo (a_2^2) se obtienen estructuras cuyo primer foco tiene una $RA < 1$ (Figuras 5.5(d)-(e)), alejándose de las condiciones óptimas para obtener estructuras simétricas.

De acuerdo con la Figura 5.5(f) puede obtenerse un valor de a_2^2 para el cual uno de los dos focos presente una $RA \approx 1$ en la sección ZY del VF. Así pues, si se escribe una guía de ondas trasladando la muestra a lo largo de X con un haz conformado

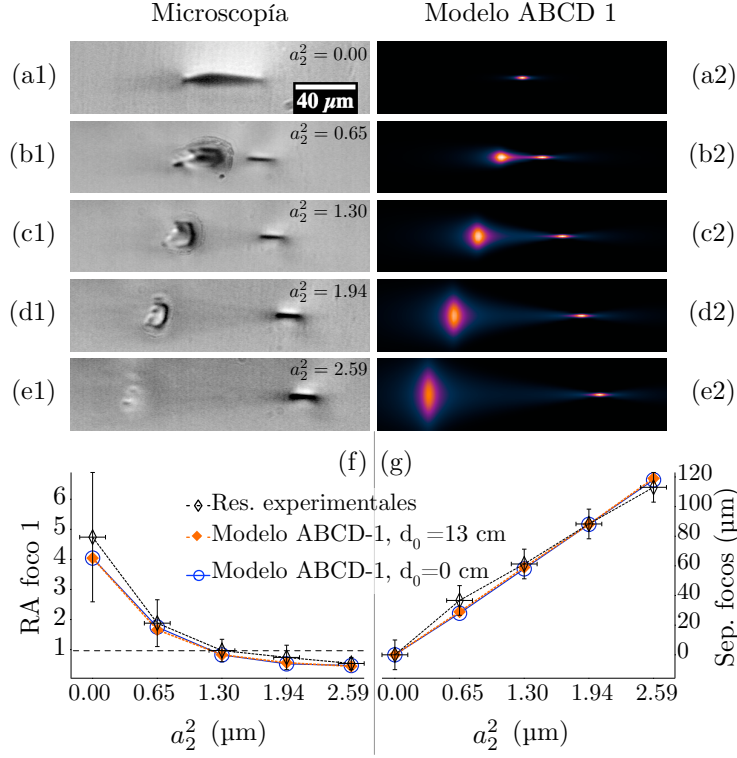


Figura 5.5: (a)-(e) Imágenes de microscopía en transiluminación de luz blanca (columna de la izquierda) y cálculos de la intensidad en la sección ZY del VF correspondientes (columna de la derecha). Las irradiaciones se realizaron a $v_x = 100 \mu\text{m}/s$ con un láser de BFR (1 kHz), con pulsos de $E = 3.3 \mu\text{J}$ y $\Delta t = 100 \text{ fs}$; el objetivo de irradiación es un $20X$ de larga distancia de trabajo con $NA = 0.4$ y focal equivalente $f = 10 \text{ mm}$. La profundidad de irradiación en la muestra es $z = 624 \mu\text{m}$. El astigmatismo se ha incrementado secuencialmente. Todas las imágenes están a la misma escala y se les ha aplicado un ajuste lineal de contraste, el láser incide por la izquierda. (f) y (g) son representaciones gráficas de la relación de aspecto (RA) del primer foco y de la separación entre focos respectivamente, en función del coeficiente de Zernike para el astigmatismo a 0° (a_2^2).

como el de la Figura 5.5(c), ocurrirá que el primer foco (el más superficial en la muestra) generará una guía de ondas con una sección transversal de simetría circular. Sin embargo, el segundo foco producirá una modificación que aparecerá como una zona dañada debido al exceso de exposición al láser en esta configuración de escritura, tal y como se aprecia en las figuras 5.5(b1)-(e1).

5.4. Conformación del VF por astigmatismo y elipticidad

5.4.1. Generalidades sobre el astigmatismo y la elipticidad

Como hemos visto, un haz con astigmatismo a 0° ($Z_2^2(\rho, \theta)$) presenta un frente de onda con curvaturas iguales y de signo opuesto en ejes perpendiculares (ver Figura 5.1(b), en la cual $a_2^2 < 0$). Cuando este haz se propaga, una componente se enfoca de forma natural (Y según el ejemplo de la Figura 5.1(b)) mientras que la otra (X) diverge. Esto genera cierta elipticidad en el haz, dependiente de la distancia de propagación. En la práctica, de acuerdo con el esquema de la Figura 5.4, esto es equivalente a hacer $d_0 > 0$.

En la Figuras 5.6(a)-(b) se comparan los cálculos de la intensidad del haz en la sección ZY del VF para distancias de propagación $d_0 = 0$ y $d_0 = 0.13 \text{ m}$, manteniendo el resto de parámetros iguales a los de la Figura 5.5(c). Sus perfiles de intensidad pueden verse en la Figura 5.6(f) (curvas continuas negra y roja). Para una distancia de propagación nula, se tiene que la intensidad relativa de los dos focos es la misma y que además se han separado de forma simétrica respecto a la posición nominal de enfoque. Recordemos que esta situación es equivalente a tener conjugadas las pupilas del SLM y del objetivo de enfoque, en cuyo caso se introduce astigmatismo *puro* (sin elipticidad). Al incrementar d_0 a 0.13 m , la intensidad del primer foco disminuye ligeramente. Además los focos ya no se separan simétricamente respecto a la posición nominal de enfoque, sino que la distribución de intensidades se desplaza ligeramente hacia la superficie. Este hecho proviene de la ligera elipticidad que ha adquirido el haz durante la propagación d_0 , y se discutirá a continuación.

Al aumentar aun más la distancia de propagación entre el SLM y la lente de enfoque (Figura 5.6(c)), el haz aumenta más su elipticidad en la pupila de entrada del objetivo de irradiación. En particular, para $a_2^2 > 0$, y con el convenio de ejes de esta tesis, el haz se vuelve elíptico con su eje mayor sobre Y . En el caso de la Figura 5.6(c), las semianchuras de haz (ω_{Lx} y ω_{Ly}) justo en el plano de la lente de enfoque

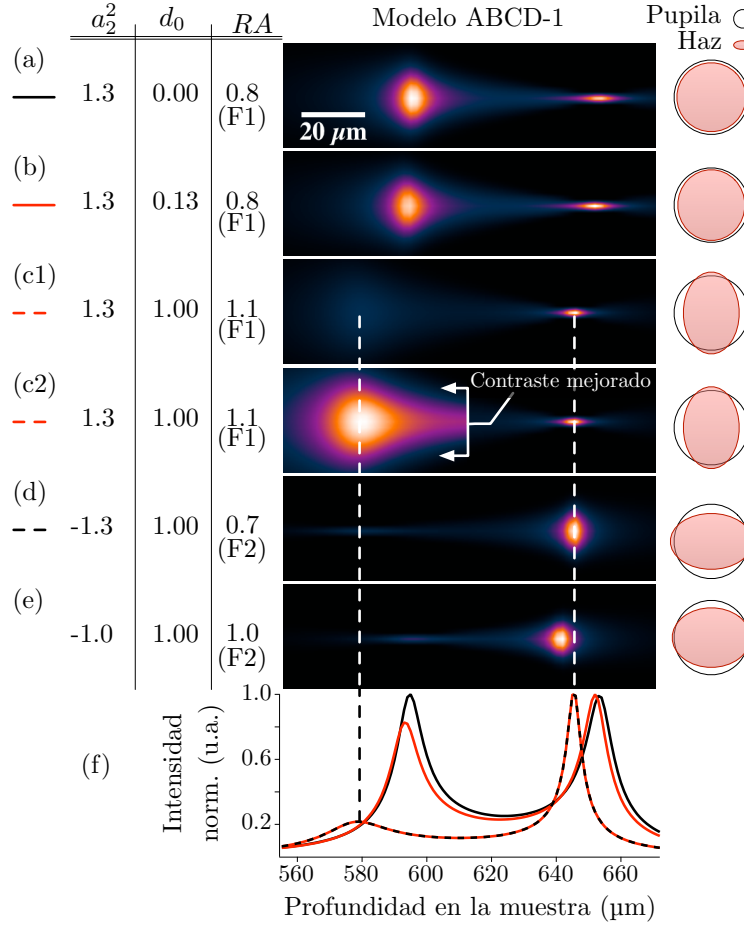


Figura 5.6: (a)-(e) Intensidad de las secciones ZY calculadas según el modelo ABCD-1 para diferentes parámetros (indicados en la tabla izquierda; F1 y F2 hacen referencia al foco 1 y al foco 2 respectivamente). (f) Perfiles de intensidad normalizada sobre el eje Z de los cálculos mostrados en (a)-(d). En las imágenes, el haz incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala y se les ha aplicado un ajuste lineal de contraste (c1) y (c2) son la misma imagen, sólo que a la mitad izquierda de (c2) se le ha aplicado un ajuste de contraste extra para revelar el primer foco). La profundidad nominal de enfoque (para $a_2^2 = 0$) es $z = 624 \mu\text{m}$, el índice de refracción del medio es $n = 1.56$, la focal de la lente de irradiación es $f = 10 \text{ mm}$. En la columna de la derecha se muestra un esquema de proporciones reales (a escala) del haz de irradiación en la pupila de entrada del objetivo de microscopio de irradiación (posición indicada como FPA según la Figura 5.4).

tras una propagación $d_0 = 1 \text{ m}$ son $\omega_{Lx} = 3.00 \text{ mm}$ y $\omega_{Ly} = 4.40 \text{ mm}$ (ver Figura 5.6(c), columna derecha). Con esta elipticidad del haz de irradiación, la intensidad en eje del primer foco (ver Figura 5.6(e), curva roja punteada) se ha visto reducida al $\approx 22\%$ del valor del foco 2. Con ello es de esperar que se puedan encontrar unas condiciones experimentales para las cuales el primer foco permanezca por debajo del umbral de modificación del material. Un efecto adicional de la elipticidad del haz es que la distribución de intensidades se ha desplazado notablemente hacia la superficie, por lo que la relación de aspecto del primer foco se ha visto alterada.

Al modificar la elipticidad del haz mediante el método descrito anteriormente (aumentando d_0), siempre es el primero de los dos focos astigmáticos el que disminuye su intensidad relativa respecto al segundo. Para explicarlo intuitivamente tomemos como ejemplo las Figura 5.6(c1) y (c2), donde la componente X es convergente ($a_2^2 > 0$). Recordemos que la componente convergente es la responsable de la aparición del primer foco en la muestra. En estas condiciones, en la pupila de entrada del objetivo de microscopio, $\omega_{Lx} < \omega_{Ly}$. Así, la apertura numérica efectiva en la dirección X será menor que en la dirección Y (donde se ha saturado la apertura de objetivo). Por tanto, la cintura del haz en el primer foco tendrá un tamaño mayor que la del segundo foco, y su intensidad será menor. De esta forma, para un $a_2^2 > 0$, como en las Figuras 5.6(a)-(c), el foco que ve reducida su intensidad relativa es el foco 1. En estas figuras, el primer foco es precisamente el que presenta una $RA \approx 1$, o en otras palabras, es el que sería más apropiado para escribir guías de onda con sección transversal simétrica. Por este motivo, para la escritura de guías de onda mediante este método conviene rotar 90° en torno al eje Z la distribución de intensidades, es decir, conviene utilizar valores de $a_2^2 < 0$.

En la Figura 5.6(d) se muestra la sección ZY en un cálculo idéntico al mostrado en (c) pero con el coeficiente de Zernike cambiado de signo, esto es, $a_2^2 = -1.3 \text{ } \mu\text{m}$ (en función de la bibliografía consultada, cuando $a_2^2 < 0$ también recibe el nombre de astigmatismo a 90°). A todos los efectos, invertir el signo en a_2^2 es equivalente a rotar la distribución de intensidades 90° en torno al eje Z . En esta figura puede verse cómo ahora es el segundo foco el que presenta forma de disco plano contenido en el plano ZY . Sin embargo, debido al desplazamiento hacia la superficie de la distribución de intensidades en el foco, la RA del F1 en el caso (c) no es la misma que la del F2 en (d). En la Figura 5.6(e) se muestran cálculos adicionales donde se ha introducido el astigmatismo necesario (teniendo en cuenta la distancia de propagación) para tener una $RA = 1.0$, ideal para la escritura de una guía de ondas con sección transversal

simétrica.

Los cálculos realizados hasta ahora (modelo ABCD-1) para reproducir y entender los efectos del astigmatismo y de la propagación, están diseñados para unas determinadas condiciones experimentales. En particular, todas las irradiaciones realizadas conformando el haz por astigmatismo y elipticidad se han hecho con un objetivo de microscopio cuya pupila de entrada tiene un diámetro de 8 mm. Sin embargo, en el ejemplo de la Figura 5.6(c), el haz presenta a la entrada del objetivo de microscopio un diámetro mayor en uno de sus ejes ($2\omega_{Ly} = 8.8 \text{ mm}$). Por tanto es de esperar que aparezcan efectos de difracción (por truncado del haz) que no están reflejados en los cálculos mostrados hasta ahora. A continuación se muestra una adaptación del modelo ABCD-1 que tiene en cuenta los efectos de apertura dura de la pupila de entrada del objetivo de enfoque.

5.4.2. Modelo ABCD-2, para haces gaussianos astigmáticos aperturados

Para incorporar el efecto de una apertura dura en la propagación de un haz mediante el formalismo de matrices ABCD, se considera un sistema experimental como el del esquema de la Figura 5.7.

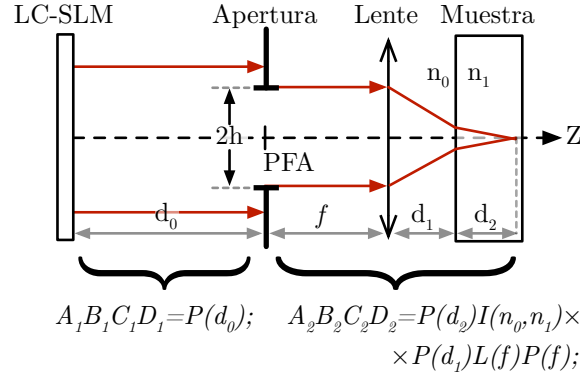


Figura 5.7: Esquema para la modelización de las condiciones experimentales de propagación de un haz astigmático aperturado en la pupila de entrada del objetivo de microscopio de irradiación. P, L e I representan respectivamente las matrices ABCD de propagación en espacio libre, una lente delgada de focal f y de una intercara que separa dos medios de índices n_0 y n_1 . PFA es el plano focal anterior de la lente de irradiación.

Supongamos que en el plano del SLM (de coordenadas $x_{(0)}$ y $z = 0$) se tiene un

haz gaussiano cuyo campo (obviando la fase y la amplitud) viene dado por

$$E_0(x_{(0)}, z = 0) \propto \exp \left[-\frac{x_{(0)}^2}{\omega_0^2} \right], \quad (5.15)$$

donde ω_0 es el radio del haz a $1/e^2$. Este campo puede propagarse a través de un sistema $(A_1 B_1 C_1 D_1)$ (por ejemplo, el indicado en la Figura 5.7) mediante la integral de difracción de Collins [Col70], resultando en un campo $(E_1(x_{(1)}, z = d_0))$ dado por

$$\begin{aligned} E_1(x_{(1)}, d_0) &= \sqrt{\frac{i}{\lambda B_1}} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x_{(0)}, 0) \exp \left[-\frac{ik}{2B_1} (A_1 x_{(0)}^2 - 2x_{(0)}x_{(1)} + D_1 x_{(1)}^2) \right] dx_{(0)} \\ &= \frac{1}{P_1} \sqrt{\frac{i}{\lambda B_1}} \exp \left[-\frac{ikD_1}{2B_1} x_{(1)}^2 \right] \exp \left[\frac{k^2}{4B_1^2 P_1^2} x_{(1)}^2 \right], \end{aligned} \quad (5.16)$$

donde $k = 2\pi/\lambda$, y

$$P_1^2 = \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{ikA_1}{2B_1}. \quad (5.17)$$

Por otra parte, una apertura dura circular (pupila de entrada del objetivo de irradiación) puede definirse como una suma finita de gaussianas complejas [WB88] de la forma

$$\text{rect}(x) = \sum_{j=1}^M F_j \exp \left[-\frac{G_j}{h^2} x^2 \right], \quad (5.18)$$

donde los coeficientes F_j y G_j reciben el nombre de constantes de expansión y coeficientes gaussianos respectivamente, y pueden extraerse de las referencias [WB88, Zha05]. Al propagar el campo $E_1(x_{(1)}, d_0)$ a través de una apertura dura como la descrita en la expresión (5.18) se obtiene

$$E_1(x_{(1)}, z) = E_1(x_{(1)}, d_0) \sum_{j=1}^M F_j \exp \left[-\frac{G_j}{h^2} x_{(1)}^2 \right], \quad (5.19)$$

por lo que aplicando otra vez la integral de difracción de Collins [Col70] se obtiene el campo $(E_2(x, z))$ a la salida del segundo sistema $A_2 B_2 C_2 D_2$ [ZJL03] (ver Figura 5.7)

$$E_2(x, z) = \sqrt{\frac{ik}{2B_1}} \sqrt{\frac{ik}{2B_2}} \frac{1}{P_1} \exp \left[\frac{ikD_2}{2B_2} x^2 \right] \sum_{j=1}^M \frac{F_j}{P_{2,j}} \exp \left[-\frac{k^2}{4B_2^2 P_{2,j}^2} x^2 \right], \quad (5.20)$$

donde

$$P_{2,j} = \frac{k^2}{4B_1^2 P_1^2} + ik \frac{A_2}{2B_2} ik \frac{D_1}{2B_1} + \frac{G_j}{h^2}. \quad (5.21)$$

A partir de esta expresión, puede obtenerse el perfil ZY de intensidad en la zona del VF [ICFdH⁺11], reflejando los posibles efectos de la apertura dura en el mismo. Este es un modelo útil para reproducir los resultados experimentales, como se mostrará continuación. En lo sucesivo se referirá a este modelo como ABCD-2. para más detalles, se refiere al lector al Apéndice C.

5.4.3. Comparación experimento modelo: efecto de a_2^2 y d_0 en el VF

En la Figura 5.8 se muestran cálculos según el modelo ABCD-2 y su comparación, tanto con el modelo ABCD-1, como con resultados experimentales. En primer lugar (Figuras 5.8(a1) y (a2)) se muestran dos imágenes de emisión de plasma en condiciones de irradiación estáticas para dos valores de astigmatismo de signos opuestos y una distancia de propagación de $d_0 = 173 \text{ cm}$ (la máxima d_0 accesible en el sistema experimental). En estas condiciones, las semianchuras del haz de irradiación en la pupila de entrada del objetivo de microscopio son $2\omega_{Lx} = 8.7 \text{ mm}$ y $2\omega_{Ly} = 6.1 \text{ mm}$, para $a_2^2 > 0$. La elipticidad es la inversa cuando $a_2^2 < 0$. Como la pupila de entrada del objetivo de irradiación es de 8 mm , efectivamente se produce un truncamiento del haz en la misma. En las imágenes de emisión de plasma se puede observar los efectos de difracción provocados por dicho truncamiento.

En las Figuras 5.8(b1) y (b2) se muestran los cálculos de intensidad en la sección ZY según el modelo ABCD-2, correspondientes a las irradiaciones mostradas en (a1) y (a2). Puede observarse como el modelo reproduce las bandas de difracción que aparecen en las irradiaciones. También se aprecia que en el segundo foco, el contraste en las bandas de difracción es menos pronunciado que en el primer foco, de forma consistente con las irradiaciones correspondientes. Este hecho se aprecia mejor en los focos que están contenidos en el plano ZY para cada valor de astigmatismo (indicados con F1 y F2 en las figuras).

Finalmente, en la Figura 5.8(c) se muestran los mismos cálculos que en (b) para una pupila con un diámetro un orden de magnitud mayor ($2h = 8 \text{ cm}$, asemejando el límite en el que no hay apertura). En esta figura se aprecia que los efectos de difracción desaparecen, y que además los cálculos coinciden con los correspondientes del modelo ABCD-1 (Figura 5.8(d)), que no tiene en cuenta efectos de apertura.

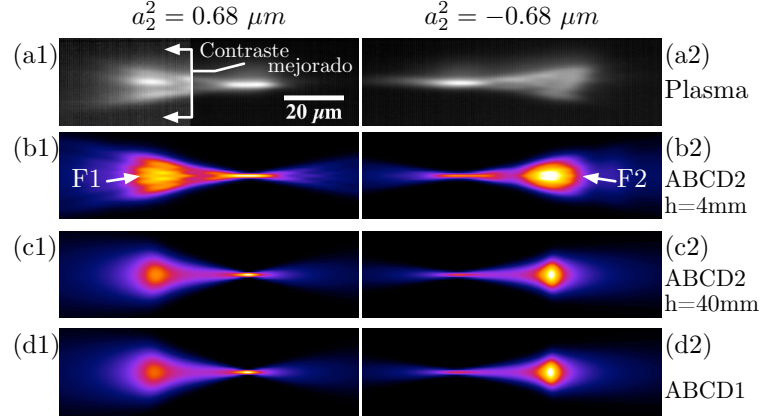


Figura 5.8: (a) Imágenes de emisión de plasma integrada en condiciones estáticas. Parámetros de irradiación: $a_2^2 = \pm 0.68 \pm 0.11 \mu m$, $d_0 = 173 cm$, objetivo de irradiación 20X ($NA = 0.4$, pupila de entrada de $8 mm$ de diámetro), energía de irradiación indeterminada (la mínima para poder apreciar la emisión de plasma), profundidad de irradiación $z = 200 \mu m$, polarización circular. (b)-(d) son los cálculos correspondientes de la intensidad del haz en la sección ZY según el modelo ABCD-2 para una pupila de $2h = 8 mm$, ABCD-2 con pupila infinita ($2h = 8 cm$), y según el modelo ABCD-1 respectivamente. El láser incide por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala. En (a1) se ha mejorado el contraste en la mitad izquierda de la imagen.

A partir del modelo ABCD-2, se ha encontrado que para $d_0 = 173 cm$ se tiene que el foco 2 presenta una buena simetría ($RA = 1.02$) para un valor $a_2^2 = -1.56 \mu m$ (ver Figura 5.9(d)). El perfil de intensidad en eje (Figura 5.9(e)) muestra que la intensidad del primer foco, en estas condiciones de elipticidad ($\omega_{Lx} = 2.24 mm$ y $\omega_{Ly} = 5.16 mm$), se ve reducido al $\sim 33\%$ del valor máximo de la intensidad del segundo foco. Las irradiaciones (Figuras 5.9(a)-(c)), y su cálculo correspondiente con el modelo ABCD-2, están hechas a una profundidad nominal de $z = 200 \mu m$ bajo la superficie de la muestra, e introduciendo el astigmatismo mencionado anteriormente. La serie de irradiaciones (a)-(c) está hecha a energías decrecientes para encontrar el umbral a partir del cual se elimina el primer foco.

En primer lugar, puede observarse cómo el modelo ABCD-2 reproduce correctamente la posición de los focos. Además, en la Figura 5.9(a) se aprecian no sólo las modificaciones (daño) correspondientes al primer y segundo foco (F1 y F2 respectivamente en la figura), sino que también puede explicarse el daño anterior a F2 (etiquetado en la figura como OD) como consecuencia de los efectos de difracción introducidos en la pupila de entrada del objetivo de microscopio.

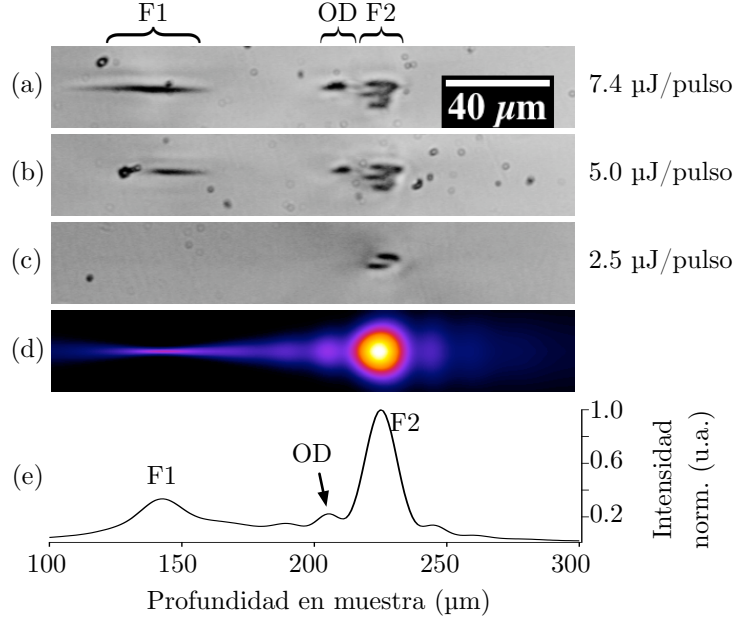


Figura 5.9: (a)-(c) Imágenes de microscopía en transiluminación de luz blanca de estructuras irradiadas a energías decrecientes a $v_x = 100 \mu\text{m}/\text{s}$, con pulsos de 100 fs a 1 kHz . El objetivo de irradiación es un 20X de larga distancia de trabajo ($NA = 0.40$, focal equivalente $f = 10 \text{ mm}$, pupila de entrada de 8 mm de diámetro). En el haz se introduce un astigmatismo $a_2^2 = -1.56 \mu\text{m PV}$ y se propaga una distancia $d_0 = 173 \text{ cm}$. El láser se enfoca a una profundidad de $200 \mu\text{m}$ bajo la superficie de una muestra de vidrio de fosfato comercial sin dopar (MM2, Kigre Inc.) de índice $n = 1.56$. (d) Cálculo según el modelo ABCD-2 y (e) perfil de intensidad en eje para los parámetros de irradiación de (a)-(c). El haz incide por la izquierda, y todas las imágenes están a la misma escala. F1 representa la posición del primer foco, F2 la del segundo y OD muestra la posición donde se ubica el máximo local de intensidad debido a la difracción en la pupila de entrada del objetivo de microscopio.

Conforme se disminuye la energía por pulso (Figura 5.9(b)) se aprecia que la longitud del daño en el primer foco disminuye de tamaño, como era de esperar, sin embargo la energía es todavía lo suficientemente elevada como para que tanto en el primer foco como en OD aparezca daño. Si se reduce la energía hasta $2.5 \mu\text{J}/\text{pulso}$ (Figura 5.9(c)), se observa que la intensidad en F1 y OD están por debajo del umbral de daño del material, permaneciendo únicamente la modificación asociada a F2.

La zona F2 presenta, para todas las irradiaciones mostradas en la Figura 5.9, una estructura no homogénea, formada por *bandas* de daño horizontales. De acuerdo con

el cálculo mostrado en (d), la modulación de intensidad en el segundo foco (por efectos de truncamiento del haz en la pupila de entrada del objetivo de irradiación) no parece mostrar un contraste lo suficientemente marcado como para sea responsable de las *bandas* que aparecen en las irradiaciones experimentales (Figuras 5.9(a)-(c)).

De acuerdo con el modelo ABCD-2, las bandas de daño en el segundo foco no son consecuencia de los efectos de difracción en la pupila de entrada del objetivo de irradiación. Para comprobar la bondad de los cálculos a este respecto, se ha realizado un experimento de emisión de plasma en condiciones similares de astigmatismo y elipticidad a las de a Figura 5.9, pero con un objetivo de microscopio 10X ($NA = 0.26$), cuya pupila de entrada es de 12 mm (ver Figura 5.10(a)). En este caso se esperaría no encontrar efectos de difracción, ya que las semianchuras del haz en la pupila de entrada del objetivo de enfoque son $\omega_{Lx} = 2.24\text{ mm}$ y $\omega_{Ly} = 5.16\text{ mm}$, y por tanto el haz de irradiación no es aperturado en la pupila de entrada del objetivo. Sin embargo, en la Figura 5.10(a) sí que aparecen *bandas*, responsables del daño mostrado en la Figura 5.9. Ello permite comprobar que las bandas no provienen de la difracción en la pupila de entrada del objetivo de microscopio de irradiación.

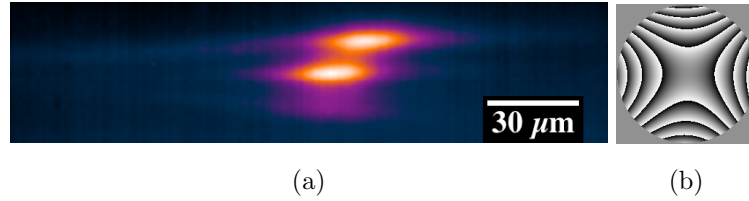


Figura 5.10: (a) Imagen de emisión de plasma del segundo foco (F2 según la nomenclatura de la figura anterior) en condiciones de irradiación estáticas. Se han usado los mismo parámetros que en la Figura 5.9, salvo porque en esta ocasión el objetivo de irradiación es un 10X de larga distancia de trabajo ($NA = 0.26$, focal equivalente $f = 20\text{ mm}$, pupila de entrada de 12 mm de diámetro). El láser incide por la izquierda. (b) Mapa de fase introducido en el SLM para obtener un coeficiente $a_2^2 = -1.56\text{ }\mu\text{m PV}$.

Se ha determinado que las *bandas* que aparecen en las estructuras irradiadas provienen de los saltos de fase que se introduce en el SLM (ver Figura 5.10(b) y Capítulo 3). Estos generan difracción en el haz que, en un plano conjugado del SLM no producen alteraciones en el perfil de intensidad. Sin embargo, en las condiciones experimentales utilizadas para irradiar con astigmatismo más elipticidad, los planos entre el SLM y el foco del objetivo de microscopio no pueden estar conjugados.

A pesar de la aparición de modulación de intensidad en el foco, pueden escribirse

guías de onda en las que únicamente se modifique el material con el segundo foco. Para las condiciones experimentales de las irradiaciones de la Figura 5.9, es necesario reducir la energía por pulso por debajo del umbral de daño en el foco 2. En la Figura 5.11(a) se muestra una irradiación hecha a $1.8 \mu J/pulso$ y 10 barridos, siguiendo un esquema similar al de la Sección 4.5.1. Esta estructura es capaz de soportar un modo guiado a $633 nm$ (Figura 5.11(b)), aunque no guía a $1550 nm$, lo que indica que el contraste de índice generado es relativamente pequeño respecto a los valores obtenidos en el capítulo anterior.

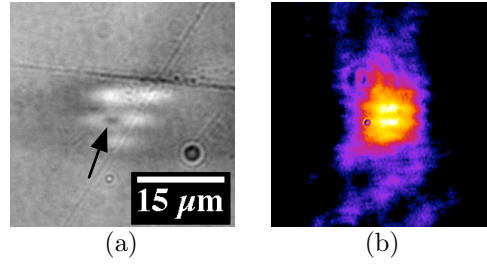


Figura 5.11: (a) Imagen de microscopía en transiluminación de luz blanca y (b) modo guiado a $633 nm$ de una guía de ondas escrita a $1.8 \mu J/pulso$ y mediante 10 barridos consecutivos, manteniendo el resto de parámetros de irradiación iguales a los mostrados en la Figura 5.9(c).

Además, el barrido múltiple en las condiciones mostradas en la Figura 5.11 está más limitado en cuanto al número de barridos de lo que lo estaba en el caso la conformación por el perfil del haz (por ejemplo, en la Sección 4.5.1 se llegó a 40 barridos sin generar daño). La distribución de intensidades en forma de bandas genera máximos y mínimos muy abruptos, lo que impide realizar más barridos por no tratarse de una distribución de intensidades suave: tras únicamente 10 barridos comienza a aparecer una zona oscura (señalada con una flecha en la Figura 5.11(a)), indicando que al barrer más veces se acumularía una zona dañada similar a la mostrada en la Figura 4.18(e).

5.5. Resumen y conclusiones

En este capítulo se ha utilizado un elemento activo (LC-SLM) para la conformación de la sección transversal de guías de onda escritas por láser. Se ha demostrado que, mediante la introducción de astigmatismo en el frente de onda del haz, puede obtenerse un foco cuyo perfil transversal sea adecuado para la escritura de guías de onda (Figura 5.5). Paralelamente se ha desarrollado un modelo basado en matrices ABCD (sección

5.3.2) que es capaz de reproducir los resultados experimentales (Figuras 5.5(f)-(g)).

Se ha comprobado que mediante la introducción de astigmatismo y elipticidad simultáneamente en el haz, puede modificarse la intensidad relativa entre los dos focos astigmáticos (Figuras 5.6 y 5.9). Así, modificando la distancia de propagación entre el LC-SLM y el objetivo de irradiación se cambia la elipticidad del haz en la pupila de entrada de la lente de enfoque, lo que se traduce en una modificación de la intensidad relativa entre los dos focos astigmáticos. De esta forma, mediante una correcta elección de astigmatismo y elipticidad, puede obtenerse una única zona modificada. Paralelamente se ha desarrollado otro modelo basado en matrices ABCD y en la integral de difracción de Collins (sección 5.4.2) para reproducir y explicar los efectos de la difracción en los resultados experimentales obtenidos.

También se han constatado los efectos nocivos de los saltos de fase abruptos introducidos en el SLM para la escritura de guías de onda. Esto sugiere que quizá para este tipo de experimentos sea más adecuado un SLM de tipo espejo deformable o bien un cristal líquido con un mayor rango dinámico, que permitan introducir la cantidad necesaria de astigmatismo en el haz sin necesidad de aplicar saltos de fase abruptos.

Finalmente, a pesar de los inconvenientes asociados a los saltos de fase abruptos, se ha demostrado la escritura de guías de onda mediante la combinación del astigmatismo introducido por un SLM, y la elipticidad generada por la propagación previa al objetivo de irradiación.

Optimización de la escritura de guías de onda a AFR

Este capítulo se centra en la fabricación de guías de onda en el régimen de alta frecuencia de repetición (AFR). Las guías mostradas han sido escritas en dos vidrios muy diferentes y se han procesado bien mediante conformación espacial por apertura variable, bien sin ningún tipo de conformación espacial.

El primer vidrio considerado es un vidrio de fosfato de elaboración propia (dopado con Er_2O_3 e Yb_2O_3), similar a los vidrios procesados en los capítulos 4 y 5. A partir de los resultados obtenidos en la Sección 4.5.2, este vidrio se ha fabricado y optimizado con el objeto de producir un amplificador óptico en la banda de las comunicaciones ópticas. Al procesar este vidrio en el régimen de AFR se espera tanto reducir el tiempo de procesado, como mejorar las propiedades pasivas de las guías.

El segundo material considerado es un vidrio de telurito también de elaboración propia (dopado con Nd_2O_3). Las características más relevantes de este vidrio son sus elevados índices de refracción lineal y no lineal, junto con sus buenas propiedades como medio activo para el desarrollo de láseres. Por comparación con resultados presentes en la literatura en vidrios de alto índice procesados a BFR (guías de onda siempre acompañadas de la aparición de filamentos), se pretende demostrar la idoneidad del procesado en el régimen de AFR de estos materiales, con la supresión de los efectos de PNL y obteniendo guías de buenas prestaciones.

6.1. Vidrio de fosfato

Recordemos que en la Sección 4.5.2 se procesó un vidrio de fosfato en el régimen de BFR, obteniéndose guías de onda cuyas pérdidas totales por inserción eran de ≈ 2.8 dB (a 1620 nm, mediante acoplo con fibra Hi1060, en una longitud de 1.6 cm). El procesamiento de esta guía de ondas tardó aproximadamente 18 horas. En esa sección se mostró además que para tener un amplificador con ganancia absoluta se requiere reducir aún más las pérdidas por inserción. Se vio que en condiciones de pérdidas reducidas, un cierto incremento en las concentraciones de iones Er^{3+} e Yb^{3+} resultaría en un sustancial incremento de ganancia. En esta sección se presentan resultados derivados de la fabricación de guías de onda a AFR con prestaciones pasivas mejoradas, con un tiempo de procesamiento menor al utilizado entonces, y en un vidrio cuyas concentraciones de dopantes son más apropiadas para crear un amplificador óptico eficiente.

6.1.1. Fabricación y caracterización

A partir de los resultados obtenidos en la Figura 4.20, se ha fabricado un vidrio de fosfato ($68.0P_2O_5 - 12.4La_2O_3 - 10.1Al_2O_3 - 4.8K_2O - 2.6Yb_2O_3 - 1.3Er_2O_3 - 0.9Ce_2O_3$) en el cual las concentraciones de dopantes son aproximadamente el doble (2.25 % en peso de Er_2O_3 y 4.30 % de Yb_2O_3) que las de la Sección 4.5.2. En la Figura 6.1 se muestra la dependencia espectral del coeficiente de absorción (α) de este vidrio, en el entorno de la banda de absorción del ion Er^{3+} a 1535 nm. A partir de este espectro se obtiene que el coeficiente de absorción a 1535 nm es de $\alpha = 1.91 \text{ cm}^{-1}$. Adicionalmente, a partir de los datos en la región ultravioleta del espectro de absorción (se mostró previamente en la Figura 3.18), se ha obtenido que $E_g = 3.5 \text{ eV}$. Como este material se ha procesado mediante el láser de AFR descrito en la Sección 3.1.2.2 ($\lambda \approx 1030 \text{ nm}$, equivalente a 1.2 eV), los procesos de ionización multifotónica están asistidos por tres fotones, de igual forma que en el Capítulo 4.

Por otra parte, recordemos que uno de los factores que más contribuía a las pérdidas de inserción de la estructura WG_0 en la Sección 4.5.2 eran las pérdidas por acoplo, que resultaron ser de $\approx 0.8 \text{ dB/cara}$. Para reducir este valor (haciendo más pequeño el modo guiado), se ha utilizado en este caso una lente de irradiación de mayor apertura numérica ($NA = 0.68$).

En este vidrio de fosfato se han escrito guías de onda en el régimen de AFR

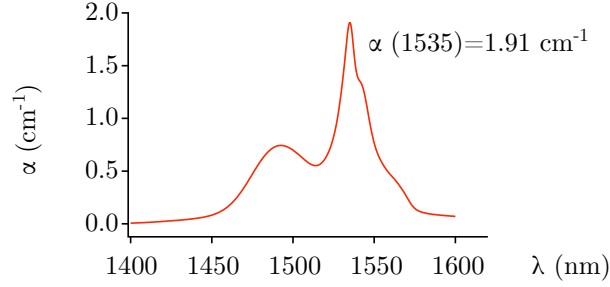


Figura 6.1: Coeficiente de absorción, α , de la muestra fabricada en el entorno de la banda de 1535 nm.

para encontrar una ventana de procesamiento que permita generar guías con pérdidas por inserción menores a las observadas en la Sección 4.5.2. Respecto a las guías mostradas en el Capítulo 4, se han modificado prácticamente todos los parámetros relevantes para la escritura (longitud de onda del láser de irradiación, frecuencia de repetición, apertura numérica de la lente de irradiación y la composición de la muestra). Por este motivo se ha realizado un amplio estudio sistemático en el que se han modificado todos los parámetros accesibles experimentalmente: velocidad de escritura ($v_x = 30 \mu\text{m/s} - 1 \text{ mm/s}$), frecuencia de repetición ($f = 1 \text{ kHz} - 2 \text{ MHz}$), anchura de la apertura para la conformación espacial del haz de irradiación ($\Delta S_y = 450 \mu\text{m} - 830 \mu\text{m}$), variando la energía de los pulsos de irradiación (entre el límite inferior en el que no se modifica el material y el superior en el que se genera daño). La polarización del láser de irradiación se ha mantenido circular. De esta forma se ha obtenido una ventana de procesamiento (ver parámetros en el pie de la Figura 6.2) donde se obtienen guías con buenas propiedades pasivas, como se mostrará a continuación.

En la Figura 6.2 se muestra la imagen de microscopía una guía fabricada a una frecuencia de repetición de 500 kHz, en el régimen de AFR (en lo sucesivo, WG_3). Esta guía presenta la forma característica derivada de un procesamiento no lineal afectado por efectos de acumulación térmica. La zona modificada ya no refleja la forma de disco del VF (como se mostró en las últimas secciones del Capítulo 4), sino que ahora la forma de las regiones modificadas está gobernada por procesos de difusión térmica en el material [EZH05]. La región brillante periférica delimita la región que se ha fundido durante la irradiación en AFR [MCS11].

El modo guiado a 1550 nm correspondiente a la guía de la Figura 6.2 se muestra en la Figura 6.3(a). En (b) se presenta el modo guiado (1550 nm) de la fibra Hi1060, que se utilizará para implementar la guía en un amplificador óptico. De los valores de la anchura a mitad de máximo (en la figura), se desprende que todavía existe una cierta

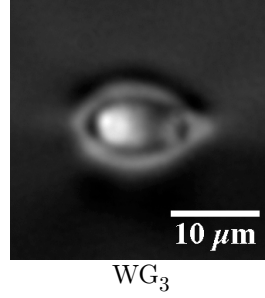


Figura 6.2: Imagen de microscopía en transiluminación de una guía de ondas escrita en el régimen de AFR (500 kHz) en un vidrio de fosfato de fabricación propia (dopado con un 2.25 % en peso de Er_2O_3 y un 4.30 % de Yb_2O_3). Parámetros de escritura: $NA = 0.68$, $\Delta S_y = 810 \mu m$, $v_x = 60 \mu m/s$, $z = 100 \mu m$. Pulsos de $370 fs$ y $43 nJ$. El láser de irradiación ha incidido por la izquierda.

diferencia entre los tamaños modales de fibra y guía, resultando en unas pérdidas por acoplo de $\sim 0.07 dB/cara$. En la Figura 6.3(c) se muestra el modo guiado a $1550 nm$ de WG_4 , una guía de ondas escrita con parámetros similares a los de WG_3 : la única diferencia es que WG_4 ha sido escrita a $70 \mu m/s$ (en lugar de las $60 \mu m/s$ empleadas para WG_3). WG_4 presenta un excelente solapamiento con el modo guiado de la fibra. El valor medido para las pérdidas de acoplo entre WG_4 y la fibra Hi1060 es de $\sim 0.04 dB/cara$. Esto demuestra que el tamaño de la guía está directamente relacionado con la difusión térmica y que esta se puede controlar por medio de la velocidad de escritura.

Ambas guías de onda presentan excelentes prestaciones pasivas (ver Tabla 6.1) y muy similares entre sí. Dado que el fin de estas guías de onda es formar parte de un amplificador óptico, es importante obtener además valores bajos de pérdidas, un buen solapamiento entre los modos guiados del bombeo ($976 nm$) y de la señal ($1535 nm$). A este efecto, en la Tabla se indica el valor $K_{(1550)}^{(980)}$, que representa la integral de solapamiento entre los modos a $980 nm$ y a $1550 nm$ (ver Sección 3.2.1.1) en condiciones de mínima atenuación de señal. Si bien es cierto que estas longitudes de onda no son propiamente las de bombeo ($976 nm$) y señal ($1535 nm$), es de esperar que su comportamiento sea similar.

A partir de los valores de $K_{(1550)}^{(980)}$ puede estimarse un pseudo valor de pérdidas adicional como $L_{B-S} = -10 \times \log \left(K_{(1550)}^{(980)} \right)$ (ver Tabla 6.1). Éste valor da una idea de las *pérdidas* del amplificador a causa de la diferencia entre los modos de bombeo y señal, tanto por las diferencias en diámetros modales, como por la separación espacial

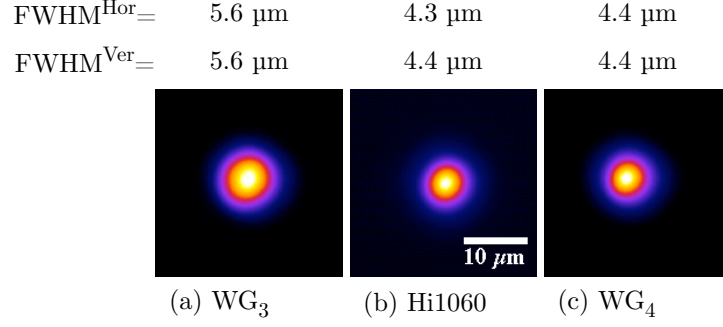


Figura 6.3: Modos guiados a 1550 nm de (a) WG_3 , (b) fibra Hi1060 y (c) WG_4 , una guía idéntica a WG_3 salvo porque ha sido escrita a $70\mu\text{m/s}$. En (a) y (c), el láser de escritura ha incidido por la izquierda. Todas las imágenes están a la misma escala.

	L_C (dB/cara)	L_{prop} (dB/cm)	L_{in} (dB)	$K_{(1550)}^{(980)}$	L_{B-S} (dB)
WG_3	0.07	0.51	1.27	0.76	1.19
WG_4	0.04	0.46	1.14	0.67	1.74

Tabla 6.1: Valores medidos de las pérdidas de las guías WG_3 y WG_4 , con una longitud $d = 1.4$ cm. $L_{in} = 2 \times L_{Fresnel} + 2 \times L_C + 1.4 \times L_{prop}$, donde L_{in} son las pérdidas totales por inserción a 1620 nm mediante fibra Hi1060, $L_{Fresnel}$ son las pérdidas introducidas por las reflexiones de Fresnel (0.21 dB/cara en ambas guías), L_C son las pérdidas por acoplo, L_{prop} son las pérdidas de propagación. $K_{(1550)}^{(980)}$ es la integral de solapamiento entre los modos a 1550 y 980 nm para cada guía de ondas, L_{B-S} es el valor de pseudo-pérdidas por solapamiento entre bombeo y señal (ver texto).

de ambos modos a lo largo de la propagación en la guía. De esta forma, aunque L_{in} es ligeramente mejor en WG_4 , es de esperar una mayor ganancia para WG_3 ya que $(L_{in} + L_{B-S})_{WG_3} < (L_{in} + L_{B-S})_{WG_4}$.

6.1.2. Caracterización activa: amplificador óptico

A la vista de los resultados anteriores, se ha implementado y caracterizado un amplificador óptico (ver Sección 3.2.2.1) con la guía WG_3 , de 1.4 cm de longitud. La metodología seguida para caracterizar el amplificador ha sido la siguiente.

Se ha alineado el amplificador (optimizando la ganancia) en condiciones de bombeo máximo en configuración bidireccional (láseres de bombeo co- y contrapropagante, L1 y L2, a 366 y 368 mW respectivamente). En estas condiciones de alineación, se ha medido la ganancia relativa y la atenuación de la señal (por absorción y pérdidas pasivas, apagando los láseres de bombeo) tras la medida de cada valor de ganancia relativa (ver Figura 6.4). De esta forma se obtiene una estimación de la estabilidad en la medida durante el tiempo que dura la misma, obteniendo una oscilación de ± 0.2 dB. De la medida del coeficiente de absorción (Figura 6.1) se obtiene que para WG_3 (de 1.4 cm de longitud) se produce una absorción de 11.6 dB a 1535 nm (línea roja punteada en la Figura 6.4).

Al sustraer la absorción de la atenuación de señal, pueden obtenerse las pérdidas totales por inserción a 1535 nm (L_{in} en la Figura 6.4). De igual forma, al sustraer la absorción de la ganancia relativa se obtiene la ganancia interna de WG_3 , alcanzando un valor pico de 5.7 dB lo que, para una longitud de 1.4 cm, equivale a 4.1 dB/cm. Finalmente, la diferencia entre la ganancia relativa y la atenuación de señal resulta en la curva de ganancia absoluta (Figura 6.4 superior). De acuerdo con esta curva, WG_3 presenta una ganancia absoluta máxima de 2.3 dB para un bombeo de 734 mW a 976 nm, sobre una longitud de 1.4 cm.

Nótese que el valor obtenido para la ganancia interna por unidad de longitud (~ 4.1 dB/cm) es comparable a los mejores resultados obtenidos en amplificadores basados en guías de onda dopadas con Er^{3+} e Yb^{3+} y producidos por escritura directa con láser de fs. Así por ejemplo, Valle y colaboradores obtuvieron una ganancia de ~ 2.5 dB/cm en una guía irradiada en el régimen de a AFR [VOC⁺05, VOL09]. Por otra parte, el valor obtenido en esta sección también es comparable también a los obtenidos mediante otras técnicas, como las fabricadas por intercambio iónico, con las que Jaouën y colaboradores obtuvieron valores de ~ 3 dB/cm [JdMB⁺99].

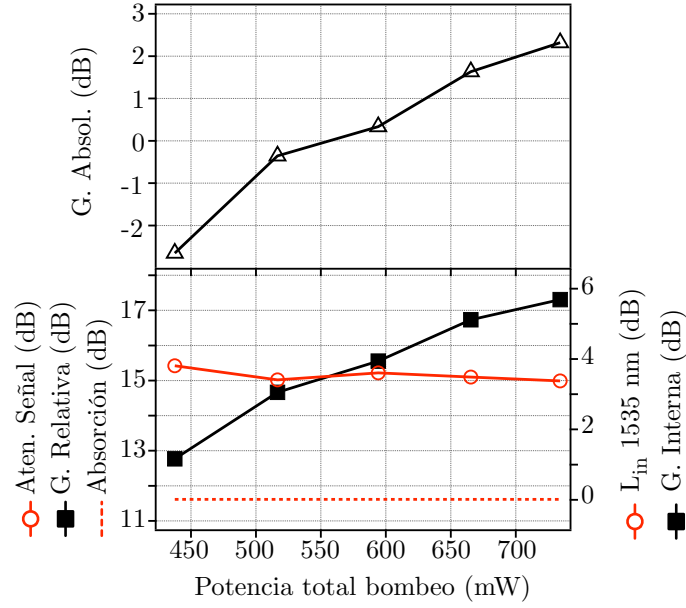


Figura 6.4: Curvas experimentales de la ganancia relativa, interna y absoluta de WG_3 (1.4 cm de longitud), así como de la atenuación de señal y de las pérdidas totales por inserción a 1535 nm del amplificador construido con WG_3 . La atenuación de la señal por absorción (11.6 dB) se ha determinado a partir del espectro mostrado en la Figura 6.1, $\alpha(1535) = 1.91 \text{ cm}^{-1}$.

6.2. Vidrio de telurito

En la literatura pueden encontrarse numerosos ejemplos de guías de onda de excelentes prestaciones, fabricadas mediante escritura directa con láser de femtosegundos tanto en BFR como en AFR, en materiales cuyos índices de refracción (lineal y no lineal) son bajos (por ejemplo sílice o vidrios de fosfato, con n_1 y n_2 del orden de 1.5 y $10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, respectivamente) [VOC⁺05, SAEH05, OCV⁺06, FdlCP⁺10]. Al procesar vidrios cuyos índices de refracción (lineal y no lineal) sean elevados se espera un incremento notable (respecto a los anteriores) de los efectos de la aberración esférica y de la PNL (autoenfoco no lineal, filamentación), que deformarán el VF. En la literatura también pueden encontrarse ejemplos de vidrios con valores elevados de n_1 (>2) y n_2 ($> 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$) [DBSS06, SFNGN⁺05], procesados en el régimen de BFR, en los que la guía de ondas lleva asociada una zona modificada consecuencia de la aparición de filamentos (ver ejemplo de la Figura 6.5). Los filamentos muestran típicamente una extensión que es aproximadamente un orden de magnitud mayor que el diámetro del modo guiado.

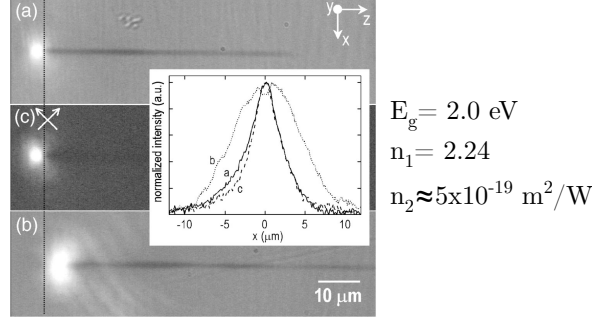


Figura 6.5: Guías de onda en un vidrio altamente no lineal basado en óxidos de metales pesados. Las guías se han procesado en el régimen de BFR. La fabricación de las guías de onda va acompañada de la aparición de filamentos. La escritura de las guías ha sido realizada sin conformación espacial del haz de irradiación. El láser de irradiación ha incidido por la izquierda. Imagen tomada de [SFNGN⁺05].

En esta sección se pretende mostrar la idoneidad del régimen de AFR para procesar materiales fuertemente no lineales, como es el caso de los vidrios de telurito. El motivo principal de esta hipótesis se basa en que en AFR típicamente se procesa con pulsos de una potencia de pico inferior a los de BFR. Como ejemplo, $P^{pico} = 0.1 \text{ MW}$ para WG_3 (AFR, Figura 6.3(a)) mientras que $P^{pico} = 1.6 \text{ MW}$ para WG_0 (BFR, Figura 4.19). El motivo de esta diferencia de potencias de pico utilizadas radica en el hecho de que, en general, la absorptividad de los dieléctricos transparentes aumenta con la frecuencia de repetición [MHG⁺07, MCS11], como se explicó en el Capítulo 2.

En esta sección se mostrarán resultados en un vidrio de telurito de elaboración propia, dopado con un 1 % en peso de Nd_2O_3 , cuya composición molar es $80.2TeO_2 - 14.5Nb_2O_5 - 4.8TiO_2 - 0.5Nd_2O_3$ (en lo sucesivo Nd:TeTiNb, ver Tabla 3.2). Este material presenta elevados índices de refracción lineal ($n_1 = 2.13$) y no lineal ($n_2 = 4.0 \pm 0.6 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$), con $E_g = 2.9 \text{ eV}$, por lo que *a priori* se presenta como un buen candidato para este estudio. Además, este vidrio resulta de interés por haberse demostrado previamente sus buenas propiedades activas, sirviendo como medio activo en un oscilador láser [IAFN⁺07].

En un vidrio similar (fosfo-telurito, [FEV⁺10]) se han demostrado ya las buenas cualidades de guías escritas en régimen de AFR. Sin embargo en [FEV⁺10] se modificó expresamente la composición del vidrio para reducir tanto su índice de refracción lineal (hasta $n_1 = 1.66$), como no lineal (no se especifica la magnitud). El objetivo de esta sección es, precisamente, demostrar que en AFR se pueden obtener guías de buenas

propiedades pasivas incluso en vidrios de alto índice ($n_1 = 2.13$).

También se ha reportado en la literatura el procesado en AFR de un vidrio (basado en Bi y B), con un índice de refracción lineal elevado ($n_1 = 1.8$) y un índice no lineal alto ($n_2 = 5 \cdot 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$) [YCK⁺08]. En este trabajo se presentan guías de onda con excelentes de pérdidas (0.2 dB/cm), fabricadas mediante la técnica de conformación por apertura. A continuación se mostrarán los resultados más relevantes en un material (Nd:TeTiNb) en el cual tanto n_1 como n_2 son altos, para cuyo procesado se han estudiado numerosas frecuencias de repetición y en el que el haz no se ha conformado espacialmente.

Los resultados se han agrupado atendiendo a la frecuencia de repetición, a la vista de la fuerte dependencia del tipo de modificación observada en función de este parámetro.

6.2.1. Fabricación a 1 MHz

A esta frecuencia de repetición se ha explorado una amplia ventana de parámetros de escritura ($v = 0.1 - 100 \text{ mm/s}$, $P = 40 - 250 \text{ mW}$, polarización horizontal y circular), manteniendo constantes la profundidad de escritura ($z = 100 \text{ }\mu\text{m}$), la duración temporal de los pulsos de irradiación ($\Delta t \approx 370 \text{ fs}$) y el objetivo de irradiación (Leitz Weltzlar, modelo Plan L 50X, $NA = 0.6$). Estas irradiaciones se han realizado con un láser como el descrito en [OCV⁺06].

En todos los casos la modificación obtenida consta de una zona dañada (foco), acompañada de dos regiones *laterales* en las que se ha producido un aumento de índice de refracción por las que se produce el guiado (ver esquema de la Figura 6.6(a)). El contraste de índice obtenido ha de ser pequeño, ya que estas estructuras sólo soportan modos guiados a 532 nm. En la Figura 6.6(b) se muestra una composición resultante de la superposición de las dos imágenes correspondientes a los dos modos guiados *laterales*: el superior y el inferior.

Con el ánimo de aumentar el contraste de índice y de controlar la forma de la zona modificada, se han realizado estructuras dobles, como las mostradas en el esquema de la Figura 6.7(a). De esta forma se escriben dos *pistas* separadas una distancia d , entre las cuales se produce el guiado. En las Figuras 6.7(b)-(f) se muestran los modos guiados (a 1064 nm) de una serie de irradiaciones en las que se ha aumentado de forma secuencial la distancia d . A diferencia de la estructura mostrada en la Figura 6.6(b), en esta ocasión sí que se soporta el guiado a 1064 nm.

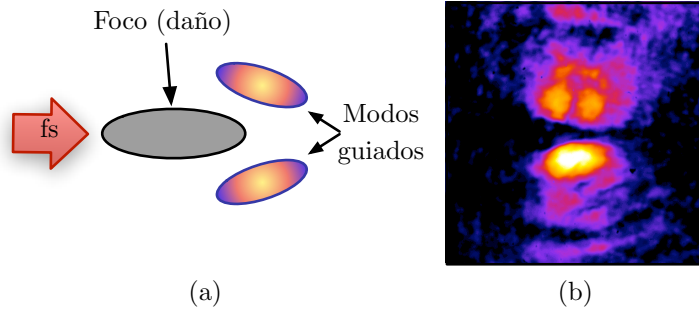


Figura 6.6: (a) Esquema de la modificación típica obtenida en Nd:TeTiNb bajo irradiación a 1 MHz. (b) Suma de las imágenes de los modos guiados (superior e inferior) a 532 nm.

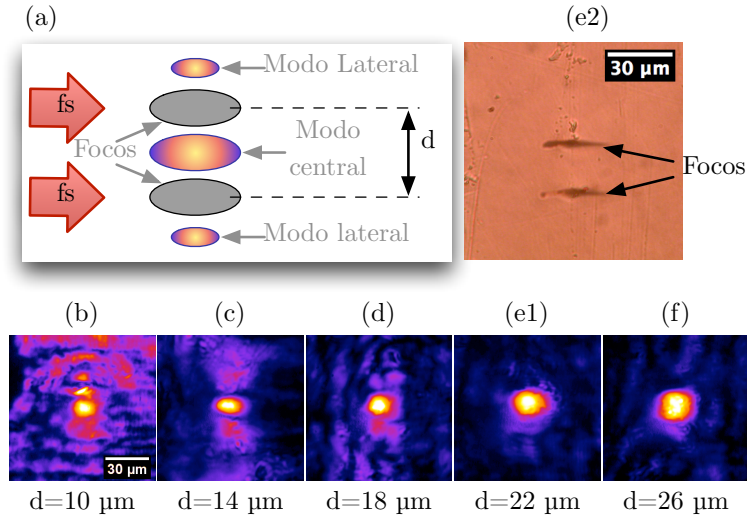


Figura 6.7: (a) Esquema de la sección transversal de las estructuras dobles irradiadas en Nd:TeTiNb. (b)-(f) Modos guiados a 1064 nm de estructuras dobles en las que se ha aumentado secuencialmente la separación “d” entre las dos *pistas* que contienen la guía. Todas las pistas han sido irradiadas con los mismos parámetros: potencia promedio del láser de irradiación $P = 100$ mW a 1 MHz, duración temporal de los pulsos $\Delta t \approx 350$ fs, $v = 50$ mm/s, $z = 100$ μm , $NA = 0.6$, polarización lineal.

Se han medido las pérdidas a 980 nm, por ser la longitud de onda más próxima a 1064 nm a la que se dispone un láser conectorizado a fibra (requisito para poder medir las pérdidas de acuerdo con lo descrito en la Sección 3.2.1.1). De estas estructuras, el mejor valor obtenido es de ≈ 4.1 dB/cm, valor correspondiente a la guía mostrada en la Figura 6.7(e1). La imagen de microscopía correspondiente a esta guía se muestra en la Figura 6.7(e2). En esta figura se observan las dos modificaciones que forman la

guía. Lo que no se aprecia es la zona afectada por calor característica mostrada en la Figura 6.2. Sin embargo conviene enfatizar que estas guías (en Nd:TeTiNb) han sido escritas a velocidades ordenes de magnitud superiores a las anteriormente mostradas (50 mm/s frente a 60 $\mu\text{m/s}$). Por este motivo se ha reducido considerablemente el tamaño de la zona térmicamente afectada, como se explicó en el Capítulo 2.

Por otra parte, recordemos que en vidrios similares (en cuanto a índices de refracción) procesados en BFR, se habían fabricado guías en régimen de filamentación. En la Figura 6.5 se mostraba un filamento cuya longitud ($\sim 100 \mu\text{m}$) es aproximadamente un orden de magnitud mayor que el diámetro modal ($\sim 10 \mu\text{m}$). De acuerdo con la Figura 6.7, a AFR pueden obtenerse guías de onda en las cuales el tamaño de la zona modificada sea comparable al del modo guiado, a pesar de que el procesado se realice en un material con valores muy elevados de n_1 y n_2 .

6.2.2. Fabricación a 250 kHz

En el mismo material (Nd:TeTiNb) y en las mismas condiciones de enfoque ($NA = 0.6$), también se han estudiado frecuencias de repetición intermedias entre 1 MHz y 100 kHz (utilizando como láser de irradiación un femtoREGEN, de la marca High-Q, similar en prestaciones al descrito en la Sección 3.1.2). En este estudio se ha obtenido una ventana de procesado a 250 kHz en la cual el guiado no se realiza *lateralmente* respecto a la región irradiada (como en la sección anterior), sino que el guiado se produce al final del VF. De esta forma las estructuras escritas presentan una única zona de guiado.

En la Figura 6.8(a) se muestra la forma típica de estas modificaciones. Como se aprecia en esta figura, también en estas condiciones de procesado se evita la aparición de filamentación, obteniendo una modificación de tamaño comparable a la del modo guiado (ver Figura 6.8(b)). En la Figura 6.8(b) se muestra una tabla de doble entrada, donde se muestran los modos guiados a 980 nm para diversos valores de potencia promedio y velocidad de irradiación. En esta figura, el resto de parámetros se han mantenido iguales entre sí (ver pie de figura). Junto a cada fila (potencia) se presenta un gráfico con los valores de pérdidas de propagación para cada guía. De esta forma puede verse que mediante la escritura directa con pulsos láser de femtosegundos en el régimen de AFR, pueden obtenerse guías de onda cuyas pérdidas por propagación sean tan bajas como $\sim 0.1 \text{ dB/cm}$, y en las cuales el tamaño de la zona modificada sea comparable al tamaño modal, incluso en materiales con altos índices de refracción (lineal y no lineal).

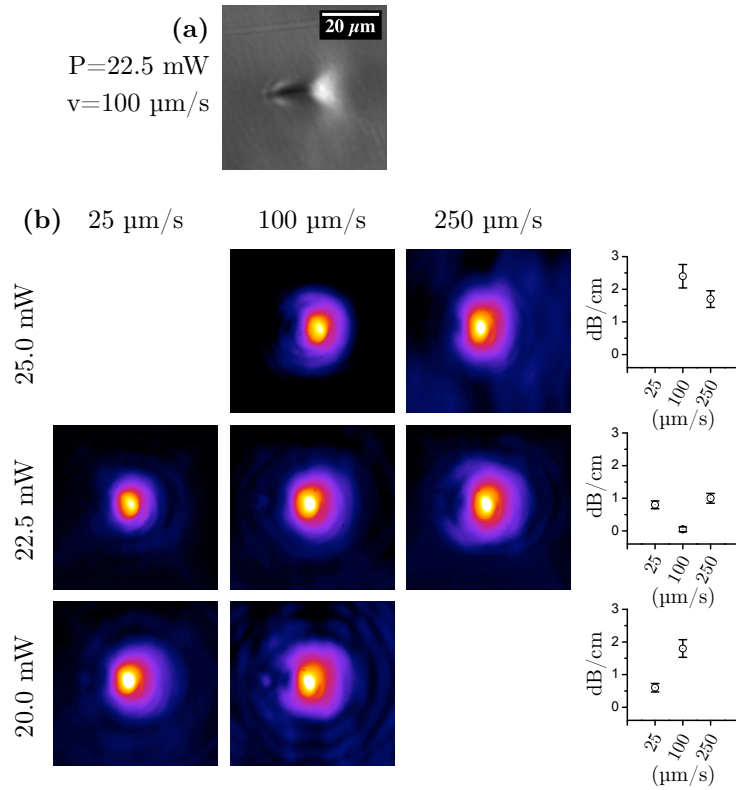


Figura 6.8: (a) Imagen de microscopía en transiluminación de luz blanca y (b) modos guiados a 980 nm de diversas guías de onda escritas con diferentes potencias y velocidades. Los parámetros comunes a todas ellas son: frecuencia de repetición del láser de irradiación $f = 250 \text{ kHz}$, duración temporal de los pulsos $\Delta t \approx 380 \text{ fs}$, $NA = 0.6$. En los gráficos al final de cada fila se representan los valores de pérdidas por propagación (a 980 nm) de cada guía mostrada. Todas las imágenes están a la misma escala. El láser de irradiación ha incidido por la izquierda.

6.3. Resumen y conclusiones

En este capítulo se han mostrado resultados de la escritura de guías de onda en el régimen de AFR en dos materiales diferentes: un vidrio de fosfato (dopado con Er^{3+} e Yb^{3+}) y un vidrio de telurito (dopado con Nd^{3+}).

En primer lugar, se ha procesado un vidrio de fosfato de elaboración propia. La motivación principal de utilizar el régimen de AFR ha sido la de obtener guías de onda con prestaciones pasivas iguales o mejores a las obtenidas en el Capítulo 4, en un tiempo de procesamiento menor al requerido mediante la técnica de barrido múltiple (utilizada en el Capítulo 4). Adicionalmente se ha buscado mejorar las prestaciones activas mediante la optimización de las concentraciones de dopantes del vidrio utilizado. Así, se han escrito guías de onda en régimen térmico con buenas propiedades pasivas (pérdidas de propagación inferiores a 0.5 dB/cm y de acoplo inferiores a 0.1 dB/cara). Debido a esto y a las propiedades espectroscópicas del material, ha sido posible implementar un amplificador óptico a 1535 nm con una ganancia absoluta de 2.3 dB, obteniendo una mejora importante respecto al amplificador implementado en el Capítulo 4 (-0.7 dB). Además, la ganancia interna de 5.7 dB sobre 1.4 cm resulta en un valor de ganancia interna por unidad de longitud excelente (4.1 dB/cm), por comparación con los valores reportados en la literatura: ~ 2.5 dB/cm en un amplificador en guía de ondas fabricada por la misma técnica [VOC⁺05, VOL09], y ~ 3 dB/cm en un amplificador basado en guía de ondas fabricada por intercambio iónico [JdMB⁺99].

En segundo lugar, se han explorado nuevas ventanas de procesamiento en un vidrio (telurito) con elevados índices de refracción lineal ($n_1 > 2$) y no lineal ($n_2 > 10^{-19} m^2/W$). Se ha mostrado la posibilidad de procesar este material fuera del régimen de filamentación, que típicamente aparece en BFR. En primer lugar se ha explorado la ventana de 1 MHz de frecuencia de repetición, obteniendo estructuras que presentan guiado lateral. Explotando este hecho, se han podido fabricar estructuras dobles con las que se puede controlar el tamaño del modo guiado, presentando valores de pérdidas por propagación de ~ 4.1 dB/cm. Para frecuencias de repetición intermedias (250 kHz) se ha encontrado una ventana en la que el contraste positivo de índice se produce en una única región. Optimizando los parámetros de procesamiento se han conseguido guías de onda con pérdidas por propagación tan bajas como ~ 0.1 dB/cm, abriendo nuevas perspectivas en el procesamiento no lineal de este material.

Conclusiones

En esta tesis se han estudiado diversos aspectos del procesado, mediante láseres pulsados de femtosegundos, de materiales dieléctricos para la obtención de guías de onda.

El primer objetivo de esta tesis ha sido el de identificar y contrarrestar los problemas asociados a la propagación no lineal (PNL) en el seno del material durante el procesado de guías de onda (Capítulo 4). Para ello, se han escrito guías a profundidades elevadas ($z > 0.5$ mm), mediante conformación por elipticidad del haz de irradiación (en el régimen de BFR). De esta forma, debido a la acumulación de fase no lineal, los efectos de la PNL se presentan de forma notoria, mientras que en las condiciones habituales en la literatura ($z \approx 100$ μ m) son menos apreciables. Así, se han analizado sistemáticamente propiedades pasivas y las imágenes de microscopía de las guías de onda escritas, se ha implementado un sistema de microscopía *in situ* para hacer imagen de la emisión de plasma en condiciones de escritura, y se han realizado numerosas simulaciones basadas en la ecuación de Schrödinger no lineal incluyendo los efectos de la absorción no lineal.

De los datos obtenidos, se ha determinado que puede inducirse una fuerte deformación del VF debida a diversos efectos no lineales. En primer lugar, el autoenfoco no lineal genera un VF alargado (en forma de “<”), que además facilita el agotamiento pre-focal del haz [RNC05]. En segundo lugar, se ha identificado la deformación que genera la propia absorción no lineal en el VF, resultando en regiones modificadas en forma de semi disco. Finalmente, se ha propuesto la filamentación como un canal de pérdidas adicional para el acoplo de energía en el VF. El efecto combinado de los procesos anteriormente descritos resulta en regiones transformadas cuya longitud puede llegar a ser ordenes de magnitud superiores al del modo guiado.

Para minimizar los procesos no lineales anteriores se han seguido dos estrategias. En primer lugar se ha propuesto la utilización de polarización circular para el haz de

irradiación. De esta forma, el índice de refracción no lineal se ve reducido a $2/3$ de su valor para polarización lineal, con lo que los efectos de la PNL se ven claramente reducidos. La segunda estrategia empleada consiste en reducir la potencia de pico de los pulsos de irradiación, bien aumentando su duración temporal o bien reduciendo su energía. De esta forma se ha encontrado un balance óptimo entre ambos parámetros para los que se minimizan los efectos de la PNL durante la escritura de guías de onda. En estas condiciones, el volumen focal adopta una forma esencialmente similar al VF lineal (en ausencia de PNL), lo que se traduce en estructuras de simetría circular. Sin embargo, de esta forma también se reduce la ionización no lineal que se produce en el VF, lo que da lugar a un contraste de índice insuficiente (o negativo). De forma alternativa, se ha optado por una técnica multi-barrido, con la que se aumenta rápidamente el contraste positivo de índice. Así se han obtenido guías de onda de buenas prestaciones pasivas (pérdidas de ~ 1 dB/cm), escritas a gran profundidad en la muestra ($z=1.5$ mm), en las que el tamaño de la zona modificada es comparable al tamaño del modo guiado.

En este tipo de guías (escritas en un vidrio de fosfato a gran profundidad y en ausencia de PNL) se han estudiado los mecanismos físicos responsables del contraste de índice, en estructuras mono- y multi-barrido. Para ello se ha estudiado el desplazamiento espectral que sufren algunos picos de emisión de los iones activos, técnica típicamente utilizada en materiales cristalinos. Con ello ha sido posible concluir que en una irradiación en barrido único (por debajo del umbral de autoenfoco no lineal apreciable), se disminuye la densidad local y el índice de refracción, mientras que al barrer múltiples veces se genera una distribución de densidad compleja, consistente en un anillo exterior de densidad promedio menor que el entorno y una zona central con una densidad (índice de refracción) superior a la del entorno.

Mediante la misma técnica, se han fabricado también guías de onda a $100\ \mu\text{m}$ de profundidad, en un vidrio de fosfato de elaboración propia (dopado con Er_2O_3 e Yb_2O_3). En estas guías se ha reducido el tamaño modal con el objeto para optimizar el acoplo con fibras estándar. Así, se ha construido un amplificador óptico con una ganancia interna de 3.5 dB, aunque sin ganancia absoluta. A partir de estos resultados se han identificado estrategias para mejorar la ganancia absoluta del amplificador tales como incrementar la concentración de iones dopantes y reducir las pérdidas por inserción. Así, se ha fabricado un vidrio similar al anterior pero cuya concentración de dopantes es aproximadamente el doble. Este material se ha procesado en el régimen de AFR (en régimen térmico), fabricando guías de buenas prestaciones pasivas y activas.

Debido a esto, se ha implementado un amplificador óptico a 1535 nm que presenta una ganancia absoluta de 2.3 dB. Además, la ganancia interna de 5.7 dB sobre 1.4 cm resulta en un valor de ganancia interna por unidad de longitud excelente (4.1 dB/cm).

Por otra parte, utilizando también un vidrio de fosfato como muestra, se han explorado nuevas formas de conformación del haz de irradiación, para el procesado de guías de onda en el régimen de BFR, mediante elementos ópticos activos. Para ello se ha elegido un LC-SLM, por su potencial versatilidad a la hora de adaptarse a las condiciones de irradiación, como por ejemplo a la profundidad de escritura variable. Se ha mostrado que, mediante la introducción de astigmatismo puro (sin elipticidad) en el frente de onda del haz, puede obtenerse un foco cuyo perfil transversal es adecuado para la escritura de guías de onda. Paralelamente se ha desarrollado un modelo basado en matrices ABCD que es capaz de reproducir los resultados experimentales.

Se ha comprobado asimismo que, mediante la introducción de astigmatismo y elipticidad simultáneamente en el haz, puede modificarse la intensidad relativa entre los dos focos astigmáticos. Así, modificando la distancia de propagación entre el LC-SLM y el objetivo de irradiación se cambia la elipticidad del haz en la pupila de entrada de la lente de enfoque, lo que se traduce en una modificación de la intensidad relativa entre los dos focos astigmáticos. De esta forma, mediante una correcta elección de astigmatismo y elipticidad, puede obtenerse una única zona modificada, cuya RA sea la apropiada (~ 1) para la escritura de guías de onda. Paralelamente se ha desarrollado otro modelo basado en matrices ABCD y en la integral de difracción de Collins para reproducir y explicar los efectos de la difracción en los resultados experimentales obtenidos. También se han constatado los efectos nocivos de los saltos de fase abruptos introducidos en el SLM para la escritura de guías de onda. Esto sugiere que quizá para este tipo de experimentos sea más adecuado el utilizar un SLM de tipo espejo deformable o bien un cristal líquido con un mayor rango dinámico, que permitan introducir la cantidad necesaria de astigmatismo en el haz sin necesidad de aplicar saltos de fase abruptos. A pesar de los inconvenientes asociados a los saltos de fase abruptos, se ha demostrado la escritura de guías de onda mediante la combinación del astigmatismo introducido mediante LC-SLM, elipticidad y barrido múltiple.

Finalmente, se han explorado nuevas ventanas de procesado en el régimen de AFR en un vidrio (telurito) con elevados índices de refracción lineal ($n_1 > 2$) y no lineal ($n_2 > 10^{-19} \text{m}^2/\text{W}$). Se ha demostrado la posibilidad de procesar este material fuera del régimen de filamentación, que típicamente aparece en BFR. Para ello se ha explotado el hecho de que generalmente, en AFR, el procesado de materiales dieléctricos

requiere menores potencias de pico. En primer lugar se ha identificado una ventana (frecuencia de repetición de 1 MHz) en la que se pueden generar estructuras que presentan guiado lateral. Aprovechando este hecho, se han podido fabricar guías de onda mediante la técnica de doble-pista, con valores de pérdidas por propagación de ~ 4.1 dB/cm. Adicionalmente se han explorado frecuencias de repetición intermedias entre AFR y BFR. A 250 kHz se ha identificado una ventana en la que se produce contraste positivo de índice en una única región. Optimizando los parámetros de procesado se han conseguido guías de onda con pérdidas por propagación tan bajas como ~ 0.1 dB/cm, abriendo nuevas posibilidades en el procesado no lineal de este material.

Apéndice

Procesado de imágenes modales (ImageJ)

Los códigos de este apéndice se han utilizado para el procesamiento de imágenes modales con el programa ImageJ¹. Para ejecutarlos, hay que copiar y pegar el código en un archivo *.txt*. El nombre de este archivo *.txt* debe contener el carácter “_” (por ejemplo, *solapamiento_modal.txt*). Alternativamente se pueden descargar directamente los archivos *.txt* de la última sección de este apéndice. Luego hay que poner el archivo *.txt* en la carpeta /Plugins/ en el árbol de directorio de ImageJ.

A.1. Solapamiento modal

Código para calcular el solapamiento modal de acuerdo con lo descrito en la Sección 3.2.1.1 [MHRH02]. El código devuelve el valor máximo del parámetro de transferencia de potencia K (ver expresión (3.5)) y una imagen que representa todos los valores de K calculados en función de la posición relativa entre las imágenes de la fibra y de la guía de ondas, cuya utilidad es la de evaluar la bondad de los solapamientos realizados.

Advertencia previa: para evitar errores, se deben preparar las dos imágenes (modos de fibra y guía: I^f e I^g) de forma que el tamaño de I^f (la primera imagen que solicita el programa) sea estrictamente menor que el tamaño de I^g en cuanto al número de píxeles en ambas dimensiones (la segunda imagen que solicita el programa). Además, la calibración espacial de ambas debe ser la misma (ya sea en píxeles o en μm).

¹<http://rsbweb.nih.gov/ij/>

```
1 // INICIO
2 setBatchMode(true);
3
4 // Open Fiber Mode Image (FM) -or- the smaller image
5 open();
6 FM_ID=getImageID(); //store the identifier of FM image
7 FM_Title=getTitle(); //store the name of the FM image
8 FM_Height=getHeight();
9 FM_Width=getWidth();
10 getStatistics(area,mean);
11 AreaFM=area;
12 MeanFM=mean;
13 bFM= AreaFM* MeanFM;
14 run("32-bit");
15 run("Duplicate...", "title=SqRtFM");
16 run("Square Root");
17
18 // Open Waveguide's Guided Mode Image (WgM) -or- the bigger image
19 open();
20 WgM_ID=getImageID(); //store the identifier of WgM image
21 WgM_Title=getTitle(); //store the name of the WgM image
22 WgM_Height=getHeight();
23 WgM_Width=getWidth();
24 run("32-bit");
25
26 // The image of the fiber must be smaller then that of the waveguide!!
27 if(FM_Height> WgM_Height || FM_Width> WgM_Width){
28 print("The size of the image of the");
29 print("fiber's mode MUST BE strictly");
30 print("smaller than the image of the");
31 print("Waveguide's mode.");
32 } else {
33
34 // Se decide si se quiere hacer solo una integral, o todas las posibles
35 .
36 Dialog.create("Select the Type of Overlapping")
37 Dialog.addChoice("Type of Overlapping:", newArray("The Best Overlap (
38 slow)",
39 "The actual Overlap (fast)", "The Best Overlap (slow)");
40 Dialog.addMessage("Did you apply a threshold to remove the noise
41 \non the fiber's mode image?")
42 Dialog.show()
43 Type=Dialog.getChoice();
44
```

```
43 print("====PELIGRO====");
44 print("Ambas imagenes deben estar");
45 print("en la misma escala real y con la");
46 print("misma calibracion en ImageJ!!!");
47
48 if (Type=="The Best Overlap (slow)") {
49     print("This can take a lot of time,");
50     print("If you don't have a 64-bit");
51     print("processor together with a");
52     print("64-bit OS, go for a coffe!");
53     print("Next time, make the size");
54     print("of the waveguide's image");
55     print("smaller!!!");
56
57     //se crea la imagen de correlacion, donde se almacenan todos los
        valores de
58     // todas las integrales de solapamiento:
59     newImage("ImagenSolapamiento", "32-bit", WgM_Width-FM_Width, WgM_Height
        -FM_Height, 1);
60     ImagenSolapamientoID=getImageID();
61
62     // Se van haciendo diferentes selecciones, todas ellas
63     // de tamano igual al de la imagen de la fibra, y se van haciendo las
64     // sucesivas integrales de solapamiento. Los resultados de las
        distintas
65     // integrales se almacenan en una imagen nueva: ImagenSolapamiento
66     ContadorProgreso=0;
67     for (x=0; x+FM_Width<= WgM_Width; x+=1){
68         for (y=0; y+ FM_Height <= WgM_Height; y+=1) {
69
70             ContadorProgreso= ContadorProgreso+1;
71             showProgress(ContadorProgreso,(WgM_Height- FM_Height)*(WgM_Width -FM_
                Width));
72             selectImage(WgM_ID);
73             makeRectangle(x, y, FM_Width, FM_Height);
74
75             run("Duplicate...", "title=RecorteWgM");
76             run("32-bit");
77             getStatistics(area,mean);
78             AreaWgM=area;
79             MeanWgM=mean;
80             bWgM= AreaWgM* MeanWgM;
81             run("Duplicate...", "title=SqRtRecorteWgM");
82             run("Square Root");
```

```

83
84 imageCalculator("Multiply create 32-bit", "SqrtFM","SqrtRecorteWgM");
85 getStatistics(area,mean);
86 AreaProduct=area;
87 MeanProduct=mean;
88 A= AreaProduct* MeanProduct;
89 K=(A*A)/(bFM* bWgM); // esta es la integral de solapamiento
90 close(); //Close useless windows and release memory
91
92 selectImage(ImagenSolapamientoID);
93 setPixel(x,y,K);
94
95 //Close useless windows and release memory
96 selectWindow("RecorteWgM");
97 close();
98 selectWindow("SqrtRecorteWgM");
99 close();
100 }// SE CIERRA EL BUCLE EN Y
101 } // SE CIERRA EL BUCLE EN X
102
103 setBatchMode(false);
104 selectImage(ImagenSolapamientoID);
105 getStatistics(area, mean, min, max);
106 NumeroIntegrales=area;
107 MaximaEficiencia=max;
108
109 print("=====");
110 print("Maximum coupling efficiency amongst", FM_Title, "and", WgM_Title
    , ":");
111 print( " K=", MaximaEficiencia);
112 print("Number of integrals=", NumeroIntegrales);
113 } // SE CIERRA EL IF DEL SLOW OVERLAP
114
115
116 //Overlapping integral de las dos imagenes tal cual:
117 // En el primer bucle se comprueba si las dos imagenes son
118 // del mismo tamaño. Si no lo son se sale del programa.
119 // Si son iguales, se realiza la integral de las dos imagenes.
120
121 if (Type=="The actual Overlap (fast)") {
122 print("Fast Overlap");
123
124 // COMPROBACION DEL TAMANO DE LAS IMAGENES:
125 if(FM_Height != WgM_Height || FM_Width != WgM_Width){

```



```

126 print("The size of the image of the");
127 print("fiber's mode MUST BE EXACTLY");
128 print("of the same size of that of the");
129 print("Waveguide's mode.");
130
131 } else { // SE REALIZA LA INTEGRAL DE SOLAPAMEINTO
132
133
134 selectImage(WgM_ID);
135
136 run("Duplicate...", "title=RecorteWgM");
137 run("32-bit");
138 getStatistics(area,mean);
139 AreaWgM=area;
140 MeanWgM=mean;
141 bWgM= AreaWgM* MeanWgM;
142 run("Duplicate...", "title=SqrtRecorteWgM");
143 run("Square Root");
144
145 imageCalculator("Multiply create 32-bit", "SqrtFM","SqrtRecorteWgM");
146 getStatistics(area,mean);
147 AreaProduct=area;
148 MeanProduct=mean;
149 A= AreaProduct* MeanProduct;
150 K=(A*A)/(bFM* bWgM); // esta es la integral de solapamiento
151 close(); //Close useless windows and release memory
152
153 //Close useless windows and release memory
154 selectWindow("RecorteWgM");
155 close();
156 selectWindow("SqrtRecorteWgM");
157 close();
158
159 print("=====");
160 print("Coupling efficiency amongst", FM_Title, "and", WgM_Title, ":");
161 print( " K=", K);
162 print("Number of integrals=1");
163
164 print("=====PELIGRO=====");
165 print("Ambas imagenes deben estar");
166 print("en la misma escala real y con la");
167 print("misma calibracion en ImageJ!!!");
168
169 }

```

```
170 } // Cierra "The actual Overlap (fast)"
171
172 } // cierra la comprobacion del tamaño de las imágenes
173 // FIN
```

A.2. Perfiles modales

Cuando se tiene una imagen abierta en ImageJ, este código automáticamente busca el valor máximo de intensidad de la imagen, y sobre ese punto traza dos perfiles: uno horizontal y otro vertical. A ambos perfiles les realiza sendos ajustes gaussianos para determinar la anchura modal. Si se quiere que los valores de anchuras modales estén dados en μm , la imagen debe estar previamente calibrada. Los resultados se muestran por pantalla.

Advertencia previa: la imagen NO puede estar en RGB, siendo conveniente utilizar imágenes TIFF con profundidad de 16 bits.

```
1 resetMinAndMax;
2 ImagenModo=getImageID();
3 Titulo=getTitle();
4 AnchoImagenModo=getWidth();
5 AltoImagenModo=getHeight();
6
7 // Se obtiene la calibracion de la imagen
8 getPixelSize(unit, pixelWidth,pixelHeight);
9
10 // Se resetea la calibracion de la imagen:
11 run("Set Scale...", "distance=0 known=0 pixel=1 unit=pixel");
12 setBatchMode(true);
13 getMinAndMax(min, max);
14 print("Minimo=",min);
15 print("Maximo=",max);
16
17 //se obtiene el pixel con el valor maximo en la escala de grises
18 PosicionMaxX=0;
19 PosicionMaxY=0;
20 for (x=0; x<AnchoImagenModo; x+=1){
```

```

21     for (y=0; y<AltoImagenModo; y+=1){
22         if(getPixel(x,y)==max){
23             PosicionMaxX=x;
24             PosicionMaxY=y;
25         }
26     }
27 }
28
29 CentroEnX=PosicionMaxX;
30 CentroEnY=PosicionMaxY;
31
32 //se definen y crean los vector X e Y calibrados
33 X=newArray(AnchoImagenModo);
34 for (i=0; i<AnchoImagenModo; i++)
35     X[i]=pixelWidth*i;
36     Y=newArray(AltoImagenModo);
37     for (i=0; i<AltoImagenModo; i++)
38         Y[i]=pixelWidth*i;
39
40 //Se hace una seleccion de linea para ajuste  HORIZONTAL,
41 //se ajusta, se representa y muestra:
42
43 setBatchMode(false);
44 selectImage(ImagenModo);
45 makeLine(0,CentroEnY,AnchoImagenModo-1,CentroEnY);
46 PerfilActual=getProfile(); // va a ser el eje de las Y para los ajustes
47 Fit.doFit(12,X,PerfilActual); // se realiza el ajuste
48 Fit.plot();rename("Horizontal Gaussian Fit over the Center of Mass");
49
50 print("=====");
51 print(" ",Titulo);
52 print("=====");
53 print("Linea del ajuste HORIZONTAL: y==",CentroEnY);
54 print("DesviacionTipica (sigma o d)=",Fit.p(3), unit);
55 print("Diametro a 1 sigma=",2*Fit.p(3), unit, "(68.27%)");
56 print("Diametro a 2 sigma=",4*Fit.p(3), unit, "(95.45%)");
57 print("Diametro a 3 sigma=",6*Fit.p(3), unit, "(99.73%)");
58 print("FWHM= ",2.3548*Fit.p(3), unit);
59
60 //Se hace una seleccion de linea para ajuste  VERTICAL,
61 //se ajusta, se representa y muestra:
62 selectImage(ImagenModo);
63 makeLine(CentroEnX,0,CentroEnX,AltoImagenModo-1);
64 PerfilActual=getProfile(); // va a ser el eje de las Y para los ajustes

```

```

65 Fit.doFit(12,Y,PerfilActual); // se realiza el ajuste
66 Fit.plot();rename("Vertical Gaussian Fit over the Center of Mass");
67
68 print("=====");
69 print("Linea del ajuste VERTICAL: x=",CentroEnX);
70 print("DesviacionTipica (sigma o d)=",Fit.p(3), unit);
71 print("Diametro a 1 sigma=",2*Fit.p(3), unit, "(68.27%)");
72 print("Diametro a 2 sigma=",4*Fit.p(3), unit, "(95.45%)");
73 print("Diametro a 3 sigma=",6*Fit.p(3), unit, "(99.73%)");
74 print("FWHM= ",2.3548*Fit.p(3), unit);
75
76 // Se vuelve a calibrar la imagen
77 selectImage(ImagenModo);
78 ArgumentosEscala="distance=1 known="+d2s(pixelWidth,6)+" pixel=1 unit
   ="+unit;
79 run("Set Scale...", ArgumentosEscala);
80
81 //Se crea un duplicado de la imagen del modo y se dibuja
82 // sobre ella las lineas sobre las que se han realizado los ajustes.
83 run("Duplicate...", "title=posiciones de los ajustes");
84 setForegroundColor(0, 0, 255);
85 makeLine(0,CentroEnY,AnchoImagenModo-1,CentroEnY);
86 run("Draw");
87 makeLine(CentroEnX,0,CentroEnX,AltoImagenModo-1);
88 run("Draw");

```

A.3. Archivos fuente

Sólo para la versión digital de este documento, y utilizando el visor Adobe Reader, se puede ver y descargar directamente los archivos originales (embebidos en el .pdf):

- Solapamiento modal. [doble clic aquí para abrir archivo .txt](#)
- Perfil modal. [doble clic aquí para abrir archivo .txt](#)

Simulaciones de propagación no lineal: GAFFE

A lo largo de esta tesis, se han representado numerosos ejemplos de fenómenos no lineales que ocurren en las proximidades del volumen focal debido a la elevada densidad de potencia que típicamente genera en esta zona un haz de pulsos ultracortos. Dichos ejemplos se han mostrado tanto a través de resultados experimentales (imágenes de plasma, comparaciones con imágenes de microscopía, etc.) como mediante simulaciones numéricas.

En este apéndice se detallan algunas particularidades del método de cálculo utilizado para realizar las simulaciones numéricas de propagación no lineal: Generalized Adaptive Fast-Fourier Evolver (GAFFE).

B.1. Introducción

El principal objetivo de las simulaciones que se han realizado durante esta tesis, ha sido el de comprender y corroborar los efectos de los diferentes parámetros (tanto de escritura como del propio material), sobre la forma del volumen focal y por ende sobre sección transversal de las guías de onda. La Figura B.1 muestra un esquema del sistema experimental que se ha considerado en las simulaciones. La Tabla B.1 muestra el listado de los parámetros que se consideran con la nomenclatura utilizada en el código de la simulación.

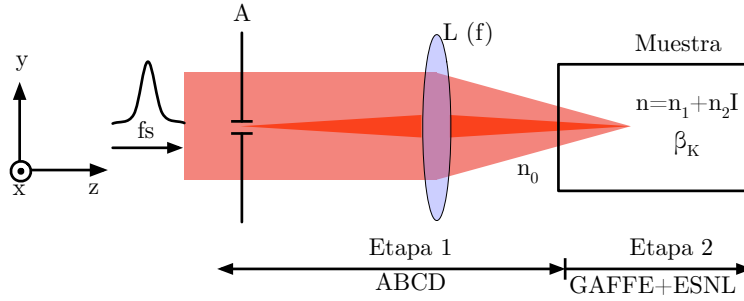


Figura B.1: Esquema de irradiación con los elementos que se tiene en cuenta en las simulaciones. L es la lente de enfoque (de focal f), A es la apertura variable orientada con su eje largo sobre X , n_0 es el índice de refracción del medio desde el que se enfoca (aire) y n es el índice de refracción de la muestra. La muestra se desplaza a lo largo del eje X durante la escritura de la guía

La propagación se ha realizado en dos etapas. La primera etapa contempla la propagación del haz desde la apertura hasta la interacción con la muestra, etapa durante la cual el haz permanece en aire y todavía expandido espacialmente (en comparación con el tamaño que alcanza el haz en el foco). Por este motivo, durante esta etapa se ha considerado un modelo de propagación *lineal*, basado en matrices ABCD para haces espacialmente gaussianos. De esta forma se tienen en cuenta las diferencias en los diámetros de haz sobre los ejes X e Y (R_x y R_y son diferentes cuando se utiliza una apertura para conformar espacialmente el haz, ver Capítulo 4). Igualmente se puede simular de forma sencilla la divergencia introducida en el haz de irradiación por efecto de la difracción en la apertura, modificando el radio de curvatura del frente de onda del haz de irradiación en la dirección Y , haciendo $R_{curvy} = \text{Dist_apertura}$.

La segunda etapa comprende la propagación del haz a partir de la interacción aire-muestra. En esta parte, el haz va convergiendo hacia el foco y propagándose por un

PARÁMETROS PROPIOS DEL EXPERIMENTO	
Nombre	Descripción
n0	índice de refracción lineal del medio de incidencia
f	distancia focal de la lente de irradiación (m)
Dist_apertura	distancia entre la apertura variable y la pupila de entrada del objetivo de microscopio (m)
depth	profundidad en la muestra (m)
PARÁMETROS PROPIOS DEL LÁSER	
Nombre	Descripción
lambda	longitud de onda del láser (m)
Rx	radio del haz incidente en la dirección x (m)
Ry	radio del haz incidente en la dirección y (m)
Rcurvx	radio de curvatura del frente de onda del haz incidente en el eje x
Rcurvy	radio de curvatura del frente de onda del haz incidente en el eje y
PE	energía de los pulsos de irradiación (J)
PD	duración de pulso de los pulsos de irradiación (s)
PARÁMETROS PROPIOS DEL MATERIAL	
Nombre	Descripción
n1	índice de refracción lineal del material
n_2	índice de refracción no lineal de la muestra (m^2/W)
K	número de fotones que intervienen en el proceso de absorción multifotónica para una longitud de onda lambda
beta_K	coeficiente de absorción multifotónica a K fotones (m^{2K}/W^K)

Tabla B.1: Parámetros de entrada para las simulaciones de propagación no lineal.

medio con una densidad muy superior a la del aire. Por este motivo se ha optado por una descripción no lineal de la propagación. En las siguientes secciones se describe la forma en la que se ha desarrollado esta etapa de la propagación.

B.2. Propagación en un medio no lineal

La descripción de la propagación de un haz de pulsos ultracortos en un medio material implica la descripción de su interacción con el mismo en función de la potencia de pico local del haz durante su propagación. Esto es de particular importancia cuando se estudia la forma en la que se enfoca un haz, ya que bajo estas circunstancias la densidad de potencia del mismo aumenta varios ordenes de magnitud, haciendo que los efectos no lineales se manifiesten en la mayoría de los materiales, por pequeños que sean su índice de refracción no lineal n_2 o su coeficiente de absorción multifotónica β_K .

La descripción de la propagación de la luz (en régimen estacionario, independiente del tiempo) en un material viene determinada por la ecuación de Schrödinger no lineal (ESNL) [PSA⁺08]:

$$2ik\partial_z \mathbf{A} + \nabla_{\perp}^2 \mathbf{A} + \frac{n_2 k^2}{\eta_0} |\mathbf{A}|^2 \mathbf{A} + ik\beta_K \left(\frac{n_0}{2\eta_0} \right)^{K-1} |\mathbf{A}|^{2K-2} \mathbf{A} = 0, \quad (\text{B.1})$$

donde $k = 2\pi/\lambda$ es el número de ondas, \mathbf{A} la amplitud del vector campo eléctrico definido como $\mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{A}(x, y, z, t) \exp[i(kz - \omega t)] + cte$, n_2 es el índice de refracción no lineal, η_0 es la impedancia del vacío, β_K es el coeficiente de absorción multifotónica para los K fotones involucrados en el proceso de absorción, ∂_z es la parcial respecto a z y ∇_{\perp}^2 es el operador de Laplace respecto a las coordenadas perpendiculares a la propagación (x, y) .

En la expresión B.1, el primer término representa la propagación lineal del haz; el segundo término tiene en cuenta la difracción sufrida por el mismo; el tercer término se refiere a la refracción no lineal que sufre el haz (nótese que es proporcional a $n_2 I$, donde $I = |\mathbf{A}|^2$ es la intensidad del haz), y el cuarto término hace referencia a la absorción no lineal (es proporcional a $\beta_K I$).

En este punto, es importante recalcar que en la ESNL expresada según B.1, no se han tenido en cuenta dependencias temporales de la intensidad, por lo que se están considerando únicamente situaciones de régimen estacionario, es decir, como si se estuviese trabajando con un láser continuo cuya potencia es igual a la potencia de

pico del láser pulsado utilizado en los experimentos. De esta forma, se tiene una *cota superior* de los efectos de la propagación no lineal en el material.

Por otra parte, como no se tienen en cuenta procesos dependientes del tiempo, no se pueden simular efectos transitorios tales como el auto-desenfoque por plasma. Además, en la expresión B.1 no se tiene en cuenta la ionización por avalancha, por lo que tampoco se pueden simular situaciones en las que la misma esté presente. Por este motivo, se han tenido en cuenta unos límites prácticos fuera de los cuales las simulaciones carecen de validez:

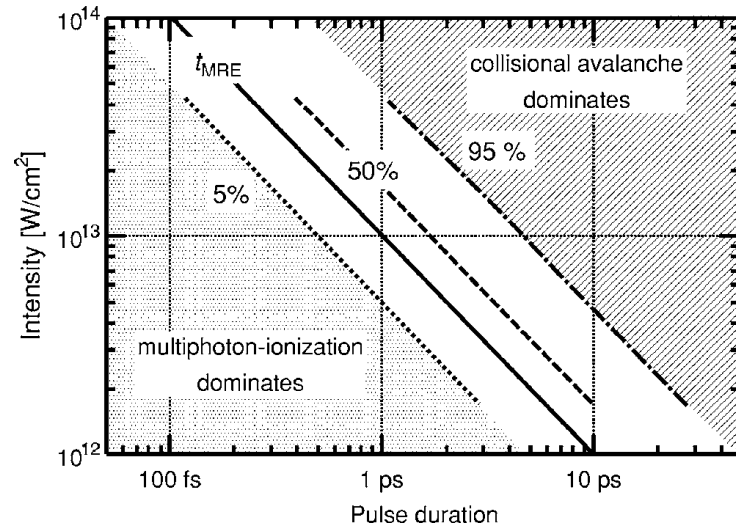


Figura B.2: Fracción de electrones ionizados por avalancha frente electrones ionizados por absorción multifotónica en función de la intensidad del láser y de la duración del pulso. Imagen tomada de [Ret06] para sílice vítrea.

- la intensidad del haz debe estar por debajo del límite en el que el desenfoque por plasma sea apreciable. De acuerdo con [YB72], ello limita la intensidad local a valores por debajo de los 10^{16} W/cm^2
- el par intensidad-duración de pulso debe ser tal que la ionización no esté dominada por avalancha, lo que se ilustra en la Figura B.2 ([Ret06]).

La segunda condición, de acuerdo con [Ret06], es más restrictiva en cuanto a la intensidad máxima admisible que la primera. En esta tesis se han simulado aquellas condiciones experimentales que se ajustan a esta condición, es decir, cuando el par

intensidad-duración de pulso implica un procesamiento dominado por ionización multifotónica.

B.3. GAFFE

En general, resolver la ecuación ESNL (B.1) para el tipo de condiciones planteadas en esta tesis es muy costoso en términos de tiempo de computación. Es por ello que en esta se ha utilizado el propagador GAFFE [Gra09], que ha sido optimizada para resolverla de forma muy eficiente.

El propagador GAFFE se basa en el algoritmo *Split Step Method* (SSM), que se fundamenta en dividir la propagación en numerosos pasos. En cada uno de los pasos, los operadores lineales y no lineales de la expresión B.1 se aplican de forma independiente. Además, los pasos de propagación lineal se realizan en el espacio de *frecuencias espaciales*, mientras que los pasos de propagación no lineal se realizan en el espacio del *espacio*, utilizando transformadas de Fourier para alternar entre uno y otro espacio. A pesar de este tratamiento que hace el algoritmo, cuando el paso de propagación tiende a cero la solución numérica de la ESNL converge a la exacta [BCC⁺02, Agr01].

Adicionalmente, el propagador GAFFE optimiza el tiempo de cálculo al reajustar el tamaño del paso (Δz), así como el tamaño y la densidad de la rejilla en función del tamaño del haz en cada punto de la propagación (ver figura B.3). De esta forma, con una rejilla de digamos 10^5 puntos, es suficiente para representar la propagación de un haz que se enfoca desde su estado expandido (por ejemplo con un radio de 3.5 mm) hasta su estado enfocado (del orden de unas pocas micras).

En las secciones siguientes se ilustran los efectos típicos de la propagación lineal y no lineal sobre el volumen focal en el seno de un material, a través de simulaciones realizadas mediante este código.

B.3.1. Propagación puramente lineal

Para ilustrar el funcionamiento de las simulaciones utilizadas, se va a comenzar por el caso más sencillo (Figura B.4). En este caso no hay efectos no lineales ($n_2 = 0$ y $\beta_K = 0$) que afecten a la propagación, y el haz de irradiación no presenta ningún conformado espacial. En lo sucesivo dentro de este apéndice, la profundidad nominal de enfoque en la muestra es de $z = 225\text{ }\mu\text{m}$, por ser un valor promedio dentro de los

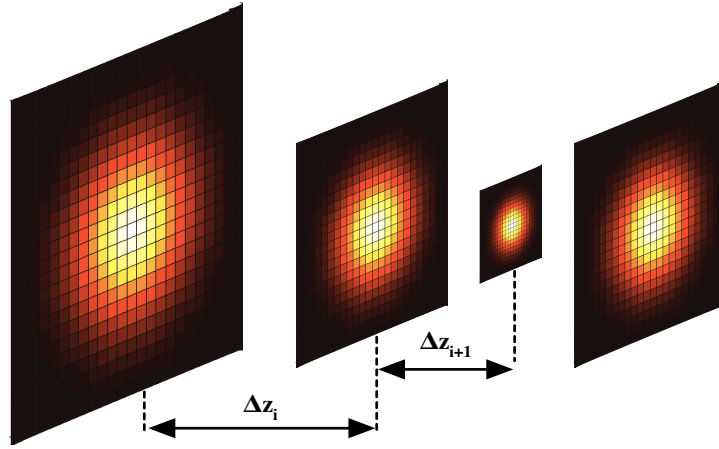


Figura B.3: Esquema de la forma en la que GAFFE readapta la rejilla de cálculo conforme el haz se propaga al pasar por un foco. Δz_i representa el paso i -ésimo en la dirección de propagación. El número de puntos de la rejilla no cambia, aunque sí lo hace el espaciado entre ellos

utilizados durante la tesis. En esta figura se aprecia que las secciones focales ZX y ZY (ver Figura B.1 para el criterio de ejes) son idénticas, como era de esperar, ya que el haz de entrada presenta simetría de revolución. En este punto es importante recalcar que todas las simulaciones de secciones transversales han sido normalizadas entre sus valores de intensidad máxima y mínima para optimizar el contraste de las mismas.



Figura B.4: Secciones transversales ZX (a) y ZY (b) de un haz circular de 7 mm de diámetro (800 nm , $1\text{ }\mu\text{J/pulso}$, 120 fs) que es enfocado con un objetivo de microscopio de larga distancia de trabajo con una focal equivalente de 20 mm en un medio con $n_1 = 1.5$, $n_2 = 0$ y $\beta_K = 0$. Las imágenes son de $100\text{ }\mu\text{m} \times 20\text{ }\mu\text{m}$. El láser incide por la izquierda.

A continuación, se ilustra el efecto del conformado espacial del haz de irradiación mediante apertura (*slit shaping*). En la Figura B.5 se muestran las secciones transversales de una haz idéntico al anterior salvo por que se ha simulado una rendija de $250\text{ }\mu\text{m}$ (con su eje largo sobre X) antes de la lente de enfoque. En esta figura puede comprobarse que las simulaciones reproducen los resultados de la óptica geométrica

de acuerdo con [AMSW05].

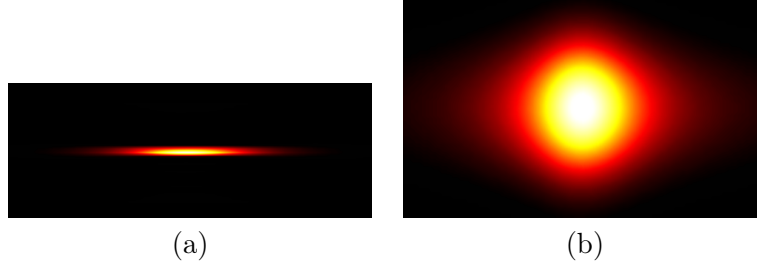


Figura B.5: Secciones transversales ZX (a) y ZY (b) de un haz conformado espacialmente con una rendija de $250\ \mu m$. El resto de parámetros del haz y del material son idénticos a los de la figura anterior. Las imágenes son de $100\ \mu m \times 37\ \mu m$ y $100\ \mu m \times 58\ \mu m$ respectivamente. El láser incide por la izquierda.

En general, la sección ZX de las simulaciones no aporta información útil, ya que es de la sección ZY de la que depende la sección transversal de las guías de onda escritas en esta tesis. Por este motivo, en lo sucesivo en el presente apéndice, se mostrarán sólo secciones ZY .

El tamaño de la rendija utilizada para conformar espacialmente el haz determina, en ausencia de efectos no lineales, la sección de las guías de onda, como se muestra en la Figura B.6. En ésta, se ilustra cómo se puede modificar la relación de aspecto de la sección ZY del volumen focal al utilizar rendijas *demasiado* pequeñas (Figura B.6(a)) o grandes (Figura B.6(b)), por comparación con el caso *óptimo* (Figura B.5(b)), que presenta una relación de aspecto próxima a 1.

B.3.2. Efectos de la propagación no lineal

El siguiente parámetro de interés en las simulaciones es el índice de refracción no lineal. Tener en cuenta este parámetro es de gran importancia para poder reproducir fielmente los resultados experimentales, ya que las elevadas intensidades que se alcanzan al enfocar un haz de pulsos ultracortos en un material, favorecen que este fenómeno se manifieste fuertemente en forma de autoenfoque no lineal (*non linear self focusing*).

La Figura B.7 presenta una secuencia de simulaciones en la que se ha tomado un material modelo con valores típicos de índices de refracción lineal y no lineal ($n_1 = 1.5$ y $n_2 = 1 \times 10^{-20}\ m^2/W$), pero sin considerar todavía los efectos de la absorción no lineal ($\beta_K = 0$). En esta secuencia de simulaciones se han mantenido constantes todos los parámetros del experimento, de la muestra y del láser salvo la energía por pulso,

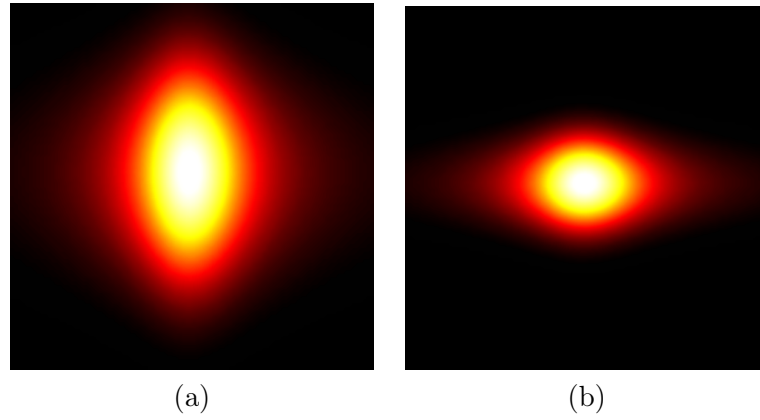


Figura B.6: Secciones ZY de simulaciones idénticas a las de la figura anterior salvo por el tamaño de la rendija utilizada: (a) $150\ \mu\text{m}$, (b) $350\ \mu\text{m}$. Las imágenes son $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$. El láser incide por la izquierda.

que se ha ido aumentando secuencialmente para mostrar los efectos de la propagación no lineal (en este caso, del auto enfoque no lineal).

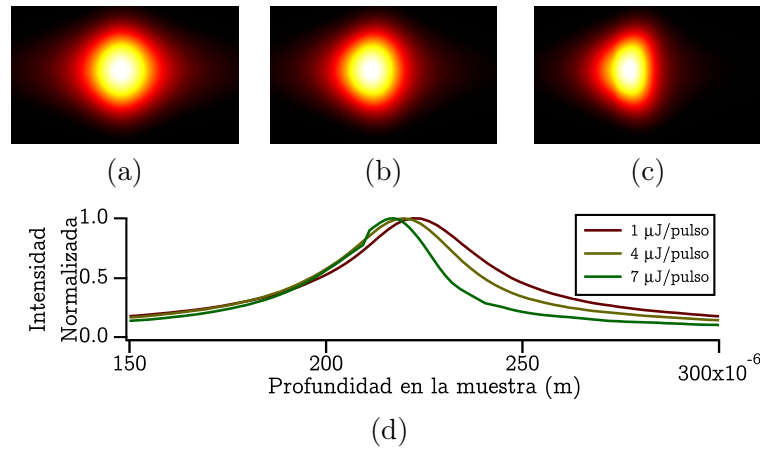


Figura B.7: (a)-(c) Simulaciones de secciones ZY del volumen focal en un material con $n_1 = 1.5$, $n_2 = 1 \times 10^{-20}\ \text{m}^2/\text{W}$ y $\beta_K = 0$. Los pulsos de irradiación son de $120\ \text{fs}$ y energías de $1\ \mu\text{J}$, $4\ \mu\text{J}$ y $7\ \mu\text{J}$ respectivamente. Se utiliza una rendija de $250\ \mu\text{m}$ y se enfoca nominalmente a $225\ \mu\text{m}$ de la superficie. Las imágenes son $100\ \mu\text{m} \times 58\ \mu\text{m}$. El láser incide por la izquierda. (d) Intensidad sobre el eje Z normalizada a su valor máximo en función de la profundidad en la muestra.

En las Figura B.7(a)-(c) se aprecia cómo el efecto del autoenfoco no lineal deforma la sección transversal del volumen focal tanto más cuanto mayor es la intensidad

alcanzada por el láser de irradiación, alejándolo cada vez más de un perfil *ideal* (Figura B.5). En estas condiciones, deja de tener sentido la definición geométrica precisa de *foco*, ya que tras una propagación no lineal de este tipo el haz deja de ser gaussiano. Atendiendo a la Figura B.7(d), en la que se representan las intensidades en eje normalizadas en función de la profundidad, se aprecia cómo la posición del máximo de intensidad retrocede paulatinamente hacia la superficie, ya que se ha autoenfocado.

B.3.3. Efectos de la absorción no lineal

El siguiente parámetro de interés que contemplan las simulaciones es el coeficiente de absorción multifotónica (β_K) a K fotones para una longitud de onda determinada. Es un parámetro característico del material que da cuenta de la eficiencia del proceso de absorción multifotónica. Típicamente, β_K toma valores *pequeños*, del orden de $10^{-31} \text{ m}^3/\text{W}^2$ para un proceso a 3 fotones. Ello que haría pensar que en primera aproximación es un efecto que se puede despreciar salvo en las inmediaciones del volumen focal. Sin embargo, de acuerdo con la ESNL (Ec. B.1), la absorción multifotónica tiene una dependencia con la intensidad de la forma I^{2K-2} , con lo que sus efectos crecen *fuertemente* con la intensidad, y por tanto se han tenido en cuenta a lo largo de toda la propagación.

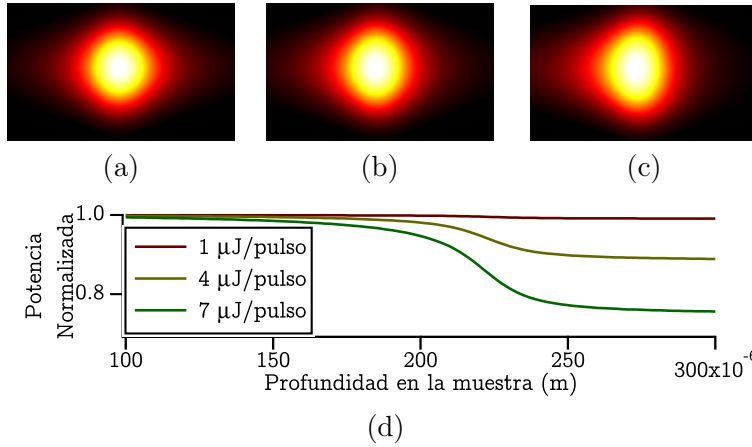


Figura B.8: (a)-(c) Simulaciones de secciones ZY del volumen focal en un material con $n_1 = 1.5$, $n_2 = 0$ y $\beta_K = 10^{-31} \text{ m}^3/\text{W}^2$. Los pulsos de irradiación son de 120 fs y energías de $1 \mu\text{J}$, $4 \mu\text{J}$ y $7 \mu\text{J}$ respectivamente. Se utiliza una rendija de $250 \mu\text{m}$ y se enfoca nominalmente a $225 \mu\text{m}$ de la superficie. Las imágenes son $100 \mu\text{m} \times 58 \mu\text{m}$. El láser incide por la izquierda. (d) Potencia normalizada a su valor máximo en función de la profundidad en la muestra.

En las Figuras B.8(a)-(c) se muestra una secuencia de la sección YZ del volumen focal en un material con $n_1 = 1.5$, $n_2 = 0$ y $\beta_K = 10^{-31}$, para valores crecientes de energía por pulso del haz incidente. Las simulaciones reflejan cómo, mientras mayor es la energía del haz incidente, más se deforma el volumen focal, al igual que ocurre con el autoenfoco no lineal. Esta deformación se debe a que conforme el haz se propaga pierde energía, principalmente de las regiones más intensas de su perfil espacial. Este hecho provoca que, obviamente, la sección ZY ya no corresponda con la calculada para un haz gaussiano ideal (aunque elíptico, a causa del conformado espacial), como el de la Figura B.5(b).

B.4. Ejemplo realista

Hemos visto como estas simulaciones manejan diversos parámetros no lineales por separado. En esta sección se muestra el procedimiento empleado para reproducir los resultados experimentales.

La mayoría de los parámetros usados para las simulaciones son bien conocidos (energía por pulso, tamaño de la rendija, índice de refracción lineal, etc.), sin embargo, los parámetros no lineales tales como n_2 y β_K son *difíciles* de obtener. Por un lado, las medidas experimentales que se pueden realizar mediante DFWM (para obtener χ_3 y n_2) presentan un amplio margen de error. Este problema no sólo afecta al DFWM, sino a la mayoría de sistemas experimentales para la determinación de parámetros ópticos no lineales. Para un mismo material, en la literatura pueden observarse valores de n_2 con dispersiones de varios ordenes de magnitud. Algo parecido puede decirse de β_K , por lo que se utiliza también como parámetro libre en el ajuste.

En la Figura B.9 (a) se muestra una imagen de microscopía de luz blanca en transmisión de la sección transversal de una guía de ondas. Dicha guía ha sido escrita con los siguientes parámetros: anchura de rendija = $350 \mu m$, energía = $9.6 \mu J/pulso$, $\Delta t = 120 fs$, profundidad = $1.56 mm$. A priori se tiene una estimación, mediante DFWM, de $n_2 \approx 5.8 \times 10^{-20} m^2/W$, valor que se toma como punto de partida para ajustar las simulaciones. En torno a este valor se hace una primera aproximación para obtener un valor para β_K (Figura B.9(b)). A partir de este punto, e iterando numerosas veces para reajustar n_2 y β_K , puede llegarse a un *buen* ajuste para ambos parámetros (Figura B.9(c)).

A partir de la simulación para el *mejor ajuste*, pueden obtenerse los valores de la intensidad en eje y la potencia del haz en función de la profundidad (Figura B.9(d)).

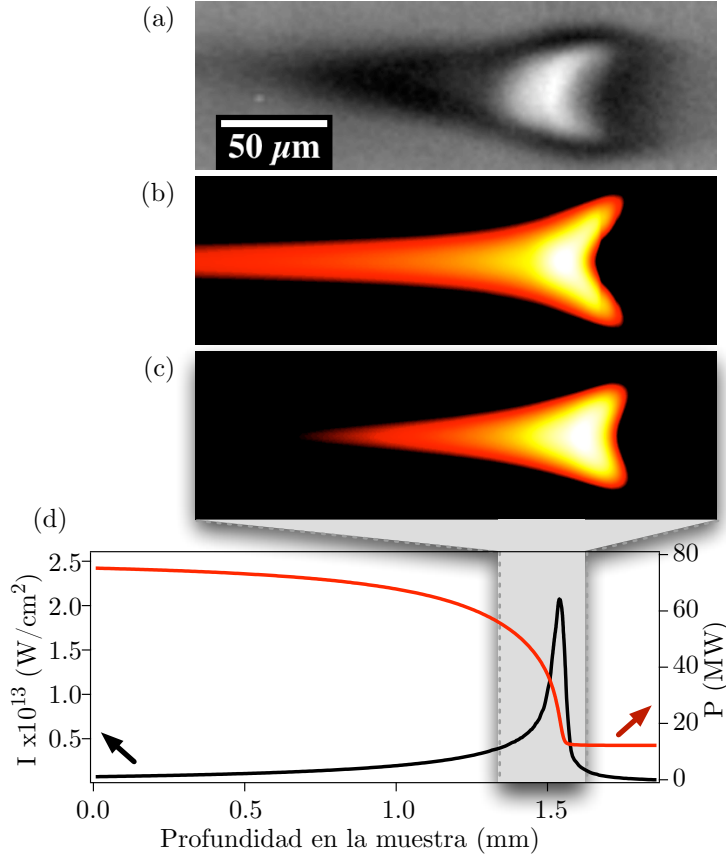


Figura B.9: (a) Imagen de microscopía de luz blanca en transiluminación de una guía de ondas escrita en un vidrio de fosfato ($n_2^{\text{medido}} \approx 5.8 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$). (b) Simulación de la sección YZ con los parámetros de (a) y con un valor tentativo de $\beta_K = 5 \times 10^{-29} \text{ m}^3/\text{W}^2$ para un proceso de 3 fotones. (c) Mejor ajuste de la simulación de la sección YZ tras varias iteraciones: $n_2 = 1 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ y $\beta_K = 2 \times 10^{-30} \text{ m}^3/\text{W}^2$

De esta forma se puede comprobar que la simulación no sobrepasa las restricciones impuestas en la Sección B.2.

B.5. Archivos fuente

El propagador GAFFE está disponible para descarga en la referencia [Gra09]. La adaptación para las simulaciones realizadas en esta tesis puede ser solicitada a través del Prof. Javier Solís, Instituto de Óptica (CSIC). Ver también la sección de trabajos publicados asociados a esta tesis.

Modelos ABCD para la propagación lineal de haces astigmáticos (Maple)

Los modelos ABCD-1 y ABCD-2 han sido escritos en Maple¹. Para ejecutarlos, hay que copiar y pegar el código mostrado en una hoja de Maple (o descargar el fichero directamente; ver última sección).

C.1. Modelo ABCD-1

```

1 > restart:
2
3 M_free:=d->Matrix([[ 1, d ],[ 0 , 1 ]]):
4 M_thin:=(f)->Matrix([[ 1, 0 ],[ -1/f , 1 ]]):
5 M_interface:=(n1,n2)->Matrix([[ 1, 0 ],[ 0 , n1/n2 ]]):
6 q0:=(R0,lambda,n1,omega0)->1/(1/R0-I*(lambda/(n1*evalf(Pi)*omega0^2))):
7 vector_q0:=(R0,lambda,n1,omega0)-> Matrix([[q0(R0,lambda,n1,omega0)
8 ],[1]]):
9
10 matriz_sistema:=(d0,d1,d2,f,R0,lambda,n1,n2,omega0)->M_free(d2).M_
11 interface(n1,n2).M_free(d1).M_thin(f).M_free(f).M_free(d0).vector_q
12 0(R0,lambda,n1,omega0):
13
14 q2:=(d0,d1,d2,f,R0,lambda,n1,n2,omega0)->matriz_sistema(d0,d1,d2,f,R0,
15 lambda,n1,n2,omega0)[1,1]/matriz_sistema(d0,d1,d2,f,R0,lambda,n1,n
16 2,omega0)[2,1]:
17
18 assume(d0,'real'):
19 assume(d1,'real'):
20 assume(d2,'real'):

```

¹<http://www.maplesoft.com/products/Maple/index-v1.aspx>

```

15  assume(f,'real'):
16  assume(R0,'real'):
17  assume(lambda,'real'):
18  assume(n1,'real'):
19  assume(n2,'real'):
20  assume(omega0,'real'):
21
22  omega_final:=(d0,d1,d2,f,R0,lambda,n1,n2,omega0)->sqrt(-lambda/(n2*
    evalf(Pi)*Im(1/q2(d0,d1,d2,f,R0,lambda,n1,n2,omega0)))):
23  Intensidad:=(d0,d1,d2,f,X_R0,Y_R0,lambda,n1,n2,X_omega0,Y_omega0,x,y)
    ->(X_omega0*Y_omega0)/(omega_final(d0,d1,d2,f,X_R0,lambda,n1,n2,X_
    omega0)*omega_final(d0,d1,d2,f,Y_R0,lambda,n1,n2,Y_omega0))*exp(-2*
    x*x/(omega_final(d0,d1,d2,f,X_R0,lambda,n1,n2,X_omega0)^2)-2*y*y/
    omega_final(d0,d1,d2,f,Y_R0,lambda,n1,n2,Y_omega0)^2):
24
25  with(plots):
26  # VALORES DE LOS PARAMETROS QUE SE QUIEREN INTRODUCIR
27  # NOTA: poner todo el mm
28
29  a22:=-0.001; # valor del coeficiente a22 de astigmatismo a 0 grados, en
    normalizacion PV, y expresado en mm
30  distancia_del_SLM_al_MITUTOYO:=0.0:
31  anchura_haz_inicial_X:=3.25:
32  anchura_haz_inicial_Y:=3.25:
33  focal_lente_delgada:=10: #10mm para el 20X Mitutoyo;
34  CURVATURAS_SIMETRICAS:= (anchura_haz_inicial_X^2+a22^2)/(2*a22): #si se
    quieren valores simetricos de radios de curvatura del haz inicial
35  radio_curvatura_X:=-CURVATURAS_SIMETRICAS: #radio de curvatura del haz
    inmediatamente despues de salir del SLM
36  radio_curvatura_Y:=CURVATURAS_SIMETRICAS: #radio de curvatura del haz
    inmediatamente despues de salir del SLM
37  longitud_de_onda:=800e-6:
38  indice_de_refraccion_del_medio:=1.0:
39  indice_de_refraccion_del_material:=1.56:
40
41  # REDEFINICION DE LAS DISTANCIAS PARA QUE RESULTEN "NATURALES"
42  profundidad_real:=0.624:
43  distancia_de_la_lente_a_la_muestra:=(focal_lente_delgada-profundidad_
    real/indice_de_refraccion_del_material)/indice_de_refraccion_del_
    medio:
44
45  # PLOT OPTIONS
46  anchura_plot_mm:=0.1:
47

```

```

48 ##### PLOT 1 PERFIL INTENSIDAD EN EJE #####
49 plot(
50 Intensidad(
51 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO,
52 distancia_de_la_lente_a_la_muestra,
53 d2,
54 focal_lente_delgada,
55 radio_curvatura_X,
56 radio_curvatura_Y,
57 longitud_de_onda,
58 indice_de_refraccion_del_medio,
59 indice_de_refraccion_del_material,
60 anchura_haz_inicial_X,
61 anchura_haz_inicial_Y,
62 0,
63 0),
64 d2=profundidad_real-anchura_plot_mm..profundidad_real+anchura_plot_mm);
65 ##### PLOT 1 PERFIL INTENSIDAD EN EJE #####
66
67 ##### PLOT 2 SECCION ZY #####
68 densityplot(Intensidad(
69 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO,
70 distancia_de_la_lente_a_la_muestra,
71 d2,
72 focal_lente_delgada,
73 radio_curvatura_X,
74 radio_curvatura_Y,
75 longitud_de_onda,
76 indice_de_refraccion_del_medio,
77 indice_de_refraccion_del_material,
78 anchura_haz_inicial_X,
79 anchura_haz_inicial_Y,
80 0,
81 y),
82 d2=profundidad_real-anchura_plot_mm..profundidad_real+anchura_plot_mm,
83 y=-0.015..0.015,numpoints=1000,gridlines=false,scaling=constrained,
84 style=patchnogrid,gridlines=false,colorstyle=HUE);
85 ##### PLOT 2 SECCION ZY #####

```

Tras ejecutar este código, con los parámetros que lleva por defecto, se obtienen las gráficas mostradas en la Figura C.1. El código es muy rápido en este caso, sin embargo la resolución de la sección ZY es pobre. Para las simulaciones mostradas durante esta tesis, se ha escrito esta imagen a disco directamente (proceso extremadamente lento en

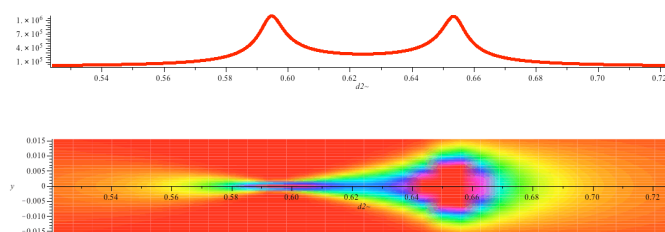


Figura C.1: Resultado de ejecutar el código anterior.

Maple) en forma de matriz ZY con una resolución de $1 \mu m/pix$. Esta imagen/matriz, posteriormente se ha escalado mediante una interpolación bilineal para obtener una resolución de aproximadamente 600 ppp (apta para impresión).

C.2. Modelo ABCD-2

En comparación con el modelo ABCD-1, que es casi instantáneo, este es muy lento: 50-90 minutos por gráfico. Además consume mucha RAM lo que, en ocasiones, bloquea el ordenador. Para evitarlo, en este código los resultados se escriben directamente a disco, lo que no agiliza el cálculo pero evita que el ordenador se bloquee.

El código devuelve 3 ficheros de texto que se almacenan en el directorio donde se encuentre el fichero de Maple:

- *Parametros_Simulacion.txt*: es un log donde se almacenan los parámetros experimentales utilizados para el cálculo.
- *Perfil_Intensidad.txt*: son dos columnas donde se almacena la intensidad del haz en eje (en unidades arbitrarias) *versus* la profundidad en la muestra.
- *SeccionZY.txt*: es una matriz donde se almacenan los valores de intensidad en unidades arbitrarias. La resolución de la misma viene determinada por las variables `paso_horizontal` y `paso_vertical`, dadas en *mm*.

Los valores de los coeficientes F_j y G_j pueden extraerse de las referencias [WB88, Zha05].

```

1 > restart:
2
3 M_free:=d->Matrix([[ 1, d ],[ 0 , 1 ]]):
4 M_thin:=(f)->Matrix([[ 1, 0 ],[ -1/f , 1 ]]):

```

```

5 M_interface:=(n1,n2)->Matrix([[ 1, 0 ],[ 0 , n1/n2 ]]):
6
7 ABCD1:=(R0,d0)->M_free(d0).M_thin(R0):
8 ABCD2:=(f,d1,n1,n2,d2)->M_free(d2).M_interface(n1,n2).M_free(d1).M_thin
    (f).M_free(f):
9
10 F:=Array(1..16,[1.337205-I*3.5907175,
11 143.89418-I*207.30815,
12 -748.70870-I*1617.3281,
13 -5233.9118+I*1781.262,
14 4785.7959+I*7985.7539,
15 4815.7307-I*7447.1249,
16 -4490.5754+I*333.15631,
17 726.74624+I*609.86461,
18 1.3362521+I*3.5910719,
19 143.83871+I*207.34664,
20 -749.14144+I*1617.1275,
21 -5233.4336-I*1782.6615,
22 4787.9289-I*7984.4714,
23 4813.7382+I*7448.4085,
24 -4490.4842-I*334.35596,
25 726.90874-I*609.67017]):
26
27 G:=Array(1..16,[evalf(Pi)*(1+I),
28 2*evalf(Pi)*(1+I),
29 3*evalf(Pi)*(1+I),
30 4*evalf(Pi)*(1+I),
31 5*evalf(Pi)*(1+I),
32 6*evalf(Pi)*(1+I),
33 7*evalf(Pi)*(1+I),
34 8*evalf(Pi)*(1+I),
35 evalf(Pi)*(1-I),
36 2*evalf(Pi)*(1-I),
37 3*evalf(Pi)*(1-I),
38 4*evalf(Pi)*(1-I),
39 5*evalf(Pi)*(1-I),
40 6*evalf(Pi)*(1-I),
41 7*evalf(Pi)*(1-I),
42 8*evalf(Pi)*(1-I)]):
43
44 assume(d0,'real'):
45 assume(d1,'real'):
46 assume(d2,'real'):
47 assume(f,'real'):

```

```

48 assume(R0,'real'):
49 assume(lambda,'real'):
50 assume(n1,'real'):
51 assume(n2,'real'):
52 assume(omega0,'real'):
53 assume(h,'real'):
54 k:=(lambda)->2*evalf(Pi)/lambda:
55
56 P1:=(omega0,R0,d0,lambda)->sqrt(1/omega0^2+I*k(lambda)*ABCD1(R0,d0)
    [1,1]/(2*ABCD1(R0,d0)[1,2])):
57 P2:=(lambda,omega0,R0,d0,h,f,d1,n1,n2,d2,indice_gaussiana)->sqrt(k(
    lambda)^2/(4*ABCD1(R0,d0)[1,2]^2*P1(omega0,R0,d0,lambda)^2+I*k(
    lambda)*(ABCD2(f,d1,n1,n2,d2)[1,1]/(2*ABCD2(f,d1,n1,n2,d2)[1,2])+I
    *k(lambda)*ABCD1(R0,d0)[2,2]/(2*ABCD1(R0,d0)[1,2])+G[indice_
    gaussiana]/h^2)):
58 E2:=(lambda,omega0,R0,d0,h,f,d1,n1,n2,d2,x)->sqrt(I*k(lambda)/(2*ABCD1(
    R0,d0)[1,2]))*sqrt(I*k(lambda)/(2*ABCD2(f,d1,n1,n2,d2)[1,2]))*exp(-
    I*k(lambda)*ABCD2(f,d1,n1,n2,d2)[2,2]*x^2/(2*ABCD2(f,d1,n1,n2,d2)
    [1,2]))*1/P1(omega0,R0,d0,lambda)*add(F[indice_gaussiana]/P2(lambda
    ,omega0,R0,d0,h,f,d1,n1,n2,d2,indice_gaussiana)*exp(-k(lambda)^2*x
    ^2/ ( 4* ABCD2(f,d1,n1,n2,d2)[1,2]^2* P2(lambda,omega0,R0,d0,h,f,d
    1,n1,n2,d2,indice_gaussiana)^2)),indice_gaussiana=1..16):
59
60 Intensidad:=(lambda,omega0,R0,d0,h,f,d1,n1,n2,d2,x,y)->evalf(abs((E2(
    lambda,omega0,R0,d0,h,f,d1,n1,n2,d2,x))*(E2(lambda,omega0,-R0,d0,h,
    f,d1,n1,n2,d2,y))))^2):
61
62 with(plots):
63 # VALORES DE LOS PARAMETROS QUE SE QUIEREN INTRODUCIR
64 # NOTA: poner todo el mm
65
66 a22:=-0.00068: # valor del coeficiente a22 de astigmatismo a 0 gados,
    en normalizacion PV, y expresado en mm
67 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO:=1730:
68 anchura_haz_inicial:=3.7:
69 focal_lente_delgada:=10: #10mm para el 20X Mitutoyo;
70 CURVATURA:= (anchura_haz_inicial^2+a22^2)/(2*a22):
71 longitud_de_onda:=800e-6:
72 indice_de_refraccion_del_medio:=1.0:
73 indice_de_refraccion_del_material:=1.56:
74 Radio_apertura:=4:
75 anchura_plot_mm:=0.1:
76 # REDEFINICION DE LAS DISTANCIAS PARA QUE RESULTEN "NATURALES"
77 profundidad_real:=0.2:

```

```

78 distancia_de_la_lente_a_la_muestra:=(focal_lente_delgada-profundidad_
    real/indice_de_refraccion_del_material)/indice_de_refraccion_del_
    medio:
79
80
81 ##### ESCRITURA A DISCO DE PARAMETROS #####
82 parametros_sim:=fopen("Parametros_Simulacion.txt",WRITE):
83 fprintf(parametros_sim,"
84 paramatros de la simulacion. Todas las unidades en milímetros\n
85 a22=%e\n
86 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO=%e\n
87 anchura_haz_inicial=%e\n
88 focal_lente_delgada=%e\n
89 CURVATURA=%e\n
90 longitud_de_onda=%e\n
91 indice_de_refraccion_del_medio=%e\n
92 indice_de_refraccion_del_material=%e\n
93 Radio_apertura=%e\n
94 anchura_plot_mm=%e\n
95 profundidad_real=%e\n
96 distancia_de_la_lente_a_la_muestra=%e\n",
97 a22,
98 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO,
99 anchura_haz_inicial,
100 focal_lente_delgada,
101 CURVATURA,
102 longitud_de_onda,
103 indice_de_refraccion_del_medio,
104 indice_de_refraccion_del_material,
105 Radio_apertura,
106 anchura_plot_mm,
107 profundidad_real,
108 distancia_de_la_lente_a_la_muestra
109 ):
110 fclose(parametros_sim):
111 ##### ESCRITURA A DISCO DE PARAMETROS #####
112
113 ##### ESCRITURA A DISCO DEL PLOT 1: PERFIL INTENSIDAD EN EJE #####
114 paso_Z:=0.001: #(mm)
115
116 fd:=fopen("Perfil_Intensidad.txt",WRITE):
117 fprintf(fd,"ProfReal(um),\t Intens(a.u.)\n"):
118 for indice_horizontal from profundidad_real-anchura_plot_mm by paso_Z
    to profundidad_real+anchura_plot_mm do

```

```

119 fprintf(fd,"%f,\t%15.0f\n",indice_horizontal,Intensidad(longitud_de_
    onda,
120 anchura_haz_inicial,
121 CURVATURA,
122 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO,
123 Radio_apertura,
124 focal_lente_delgada,
125 distancia_de_la_lente_a_la_muestra,
126 indice_de_refraccion_del_medio,
127 indice_de_refraccion_del_material,
128 indice_horizontal,
129 0.0,0.0)):
130 od:
131 fclose(fd);
132 ##### ESCRITURA A DISCO DEL PLOT 1: PERFIL INTENSIDAD EN EJE #####
133
134 ##### ESCRITURA A DISCO DEL PLOT 2: SECCION ZY #####
135 paso_horizontal:=0.001: #mm
136 paso_vertical:=-0.001: #mm
137
138 #Se determina el tamaño de la matriz que va a contener los valores de
    intensidad
139 #contadores
140 contador_horizontal:=0:
141 contador_vertical:=0:
142 for indice_horizontal from profundidad_real-anchura_plot_mm by paso_
    horizontal to profundidad_real+anchura_plot_mm do
143 contador_horizontal:=contador_horizontal+1:
144 od:
145 for indice_vertical from 0.015 by paso_vertical to -0.015 do
146 contador_vertical:=contador_vertical+1:
147 od:
148 contador_vertical;
149 contador_horizontal;
150 #SE CREA LA MATRIZ DEL TAMAÑO CORRECTO
151 Matriz_SeccionesZY:=Matrix(contador_vertical,contador_horizontal);
152 # SE "RELLENA" LA MATRIZ CON LOS VALORES DE INTENSIDAD
153 contador_horizontal:=1:
154 contador_vertical:=1:
155 for indice_horizontal from profundidad_real-anchura_plot_mm by paso_
    horizontal to profundidad_real+anchura_plot_mm do
156 for indice_vertical from 0.015 by paso_vertical to -0.015 do
157 Matriz_SeccionesZY(contador_vertical,contador_horizontal):=Intensidad(
    longitud_de_onda,

```



```

158 anchura_haz_inicial,
159 CURVATURA,
160 distancia_del_SLM_al_MITUTOYO,
161 Radio_apertura,
162 focal_lente_delgada,
163 distancia_de_la_lente_a_la_muestra,
164 indice_de_refraccion_del_medio,
165 indice_de_refraccion_del_material,
166 indice_horizontal,
167 0,
168 indice_vertical):
169 contador_vertical:=contador_vertical+1:
170 od;
171 contador_horizontal:=contador_horizontal+1:
172 contador_vertical:=1:
173 od;
174 fd:=fopen("SeccionZY.txt",WRITE):
175 fprintf(fd,"%15.0f",Matriz_SeccionesZY):
176 fclose(fd);
177 ##### ESCRITURA A DISCO DEL PLOT 2: SECCION ZY #####

```

El resultado de ejecutar este código se muestra en la Figura C.2, donde se aprecian los efectos de la difracción introducida por el pinzamiento del haz de irradiación en la pupila de entrada del objetivo de microscopio.

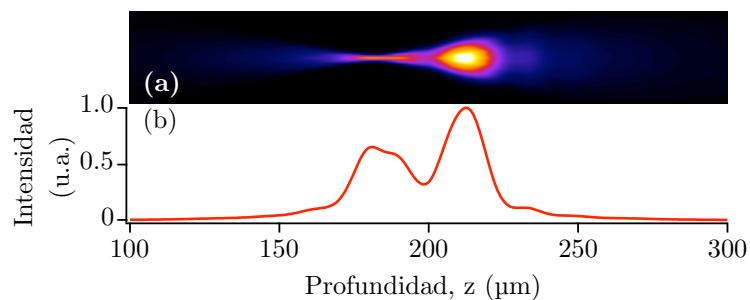


Figura C.2: Resultado de ejecutar el código anterior. (a) es la representación gráfica de la matriz *SeccionZY.txt* con resolución de $1\ \mu\text{m}$, (b) es el perfil de intensidad en eje en función de la profundidad en la muestra dado en el archivo *Perfil_Intensidad.txt*.

C.3. Archivos fuente

Sólo para la versión digital de este documento, y utilizando el visor Adobe Reader, se puede ver y descargar directamente los archivos originales (embebidos en el .pdf):

- ABCD-1. [doble clic aquí para abrir archivo .mw](#)
- ABCD-2. [doble clic aquí para abrir archivo .mw](#)

Publicaciones y trabajos asociados a esta tesis

Patentes

- A. Ferrer, J. Siegel, C. Dorronsoro y J. Solís. *Instrumento para la realización de imágenes de campo ancho a distintas profundidades de un espécimen*. N. de solicitud: 201030320 (05/03/2010).

Publicaciones en revistas internacionales

- [12] J. A. Vallés, A. Ferrer, J. M. Fernández-Navarro, V. Berdejo, A. Ruiz de la Cruz, I. Ortega-Feliu, M. Á. Rebolledo y J. Solís, “Performance of ultrafast laser written active waveguides by rigorous modeling of optical gain measurements.” *Opt. Mater. Express* 1, (2011) págs. 564-575
- [11] A. Ferrer, D. Jaque, J. Siegel, A. Ruiz de la Cruz y J. Solís, “Origin of the refractive index modification of femtosecond laser processed doped phosphate glass.” *J. Appl. Phys.* 109, (2011) págs. 093107 1-5.
- [10] A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, J. del Hoyo, J. Siegel y J. Solís, “Modeling of astigmatic-elliptical beam shaping during fs-laser waveguide writing including beam truncation and diffraction effects.” *Appl. Phys. A* 104, (2011) págs. 687-693
- [9] J.A. Vallés, M.Á. Rebolledo, V. Berdejo, A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz y J. Solís, “Study of an optimised bidirectional pump scheme for fs-laser written Yb/Er-codoped integrated waveguides.” *Opt. Mater.* 33, (2010) págs. 231-235

- [8] A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz, D. Puerto, W. Gawelda, J. A. Valles, M. A. Rebolledo, V. Berdejo, J. Siegel y J. Solis, "In situ assessment and minimization of nonlinear propagation effects for femtosecond-laser waveguide writing in dielectrics." *J. Opt. Soc. Am. B* 27, (2010) págs. 1688-1692
- [7] J. A. Vallés, A. Ferrer, J. A. Sánchez-Martín, A. Ruíz, M. A. Rebolledo y J. Solis, "New characterization technique for fs-laser written waveguides in Er/Yb-codoped phosphate glass." *J. Quant. Elect.* 4, (2010) págs. 996-1002
- [6] J. A. Vallés, J. Solis, J.A. Sanchez-Martin, A. Ruiz de la Cruz, M.A. Rebolledo y A. Ferrer, "Assesment of Rayleigh and non Rayleigh contributions to the transmission losses in fs-laser written Er/Yb-codoped phosphate glass waveguides." *J. Las. Micro/Nanoeng.* 5, (2010) págs. 32-42
- [5] A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, W. Gawelda, D. Puerto, M. Galván Sosa, J. Siegel y J.Solis, "Independent control of beam astigmatism and ellipticity using a SLM for fs-laser waveguide writing." *Opt.Exp.* 17, (2009) págs. 20853- 20859
- [4] W. Gawelda, D. Puerto, J. Siegel, A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz, H. Fernández y J. Solis, "Ultrafast imaging of transient electronic plasmas produced in conditions of femtosecond waveguide writing in dielectrics." *Appl. Phys. Lett.* 93, (2009) págs. 1211091-3
- [3] A. Ferrer , V. Diez-Blanco, A. Ruiz, J. Siegel y J. Solis, "Deep subsurface optical waveguides produced by direct writing with femtosecond laser pulses in fused silica and phosphate glass." *Appl. Surf. Sci.* 254, (2007) págs. 1121-1125
- [2] V. Diez-Blanco, J. Siegel, A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz y J. Solis, "Deep subsurface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing." *Appl. Phys. Lett.* 91, (2007) págs. 0511041-3
- [1] R. Martínez-Herrero y A. Ferrer Moreu, "On the polarization of non-paraxial transverse fields." *Opt. Commun.* 267, (2006) págs. 20-23

Comunicaciones en congresos internacionales

- [19] A. Ferrer, D. Jaque, J. Siegel, A. Ruiz de la Cruz and J. Solis, "Study of the refractive index modification mechanisms of femtosecond laser processed waveguides in doped phosphate glass through its micro photoluminescence properties." *CLEO/Europe-EQEC 2011, (Munich, Germany, 2011). Oral*

-
- [18] A. Ruiz de la Cruz, E. J. Grace, A. Ferrer, J. Siegel and J. Solís, “Rapid calculation of the energy deposition profiles for processing of dielectrics with femtosecond lasers.” CLEO/Europe-EQEC 2011, (Munich, Germany, 2011). *Poster*
- [17] A. Ruiz de la Cruz, E. J. Grace, A. Ferrer, J. Solís, “Rapid assessment of energy deposition profiles in sub-surface fs laser processing of dielectrics.” Laser Precision Microfabrication - LPM 10 (Stuttgart, Germany, 2010). *Oral*
- [16] A. Ferrer, R. Osellame, A. Ruiz, E. Cantelar, G. Cerullo, J. Solís, “High performance waveguides written in heavy metal oxide glass.” European Materials Research Society - EMRS 10 (Strasbourg, France, 2010). *Poster*
- [15] J.A. Vallés, A. Ruiz de la Cruz, M. Á. Rebolledo, A. Ferrer, V. Berdejo and J. Solís, “Study of an optimised bidirectional pump scheme for fs-laser written Yb/Er codoped integrated waveguides.” Photoluminescence In Rare Earths: Photonic Materials And Devices - Pre’10 (Florence, Italy, 2010). *Oral*
- [14] D. Puerto, J. Siegel, M. Galván-Sosa, W. Gawelda, A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, and J. Solís, “Imaging of plasma formation, ablation and phase explosion upon femtosecond laser irradiation of crystalline Si and Ge.” European Conference on Lasers and Electro-Optics - eCLEO 09 (Munich, Germany, 2009). *Oral*
- [13] A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, M. Galvan-Sosa, D. Puerto, W. Gawelda, J. Siegel and J. Solís, “Femtosecond laser writing of optical waveguides using astigmatic elliptical beams produced by a phase-only spatial light modulator.” European Conference on Lasers and Electro-Optics - eCLEO 09 (Munich, Germany, 2009). *Poster*
- [12] A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, D. Puerto, W. Gawelda, J. Siegel, J. Solís, “Production of optical waveguides by femtosecond laser writing using elliptical astigmatic shaping with a spatial light modulator.” 5th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (Kobe, Japan, 2009). *Oral*
- [11] J. A. Vallés, J. Solís, J.A. Sanchez-Martin, A. Ruiz de la Cruz, M.A. Rebolledo, and A. Ferrer, “Complete Characterization Procedure for fs-Laser Written Er/Yb Codoped Phosphate Glass Waveguides.” 5th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (Kobe, Japan, 2009). *Oral*
- [10] J. A. Vallés, J. Solís, J.A. Sanchez-Martin, A. Ruiz de la Cruz, M.A. Rebolledo, and A. Ferrer, “Complete Characterization Procedure for fs-Laser Written

- Er/Yb-Codoped Phosphate Glass Waveguides.” Proceedings of LAMP2009 - the 5th International Congress on Laser Advanced Materials Processing (Kobe, Japan, 2009). *Proceeding*
- [9] D. Puerto, J. Siegel, M. Galván-Sosa, W. Gawelda, A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, and J. Solis, “Time resolved dynamics of ablation and phase explosion in crystalline Si and Ge under strong excitation with femtosecond laser pulses.” European Materials Research Society - EMRS 09 (Strasbourg, France, 2009). *Poster*
- [8] D. Puerto, W. Gawelda, J. Siegel, M. Galvan-Sosa, A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, and J. Solis, “Ultrafast Imaging of Plasmas Produced in Conditions of Femtosecond Waveguide Writing in Dielectrics.” European Materials Research Society - EMRS 09 (Strasbourg, France, 2009). *Poster*
- [7] W. Gawelda, D. Puerto, J. Siegel, A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, M. Galván-Sosa, and J. Solis, “Ultrafast Imaging of Plasmas Produced in Conditions of Femtosecond Waveguide Writing in Dielectrics.” SPIE Photonics West (San José-California, USA, 2009). *Oral*
- [6] A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, D. Puerto, W. Gawelda, M. Galván-Sosa, J. Siegel, and J. Solis, “Waveguides with controllable cross-section produced by fs laser writing using a spatial light modulator.” SPIE Photonics West (San José-California, USA, 2009). *Oral*
- [5] A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz, D. Puerto, W. Gawelda, J. Siegel and J. Solis, “Optimization of processing parameters for waveguide writing in Er:Yb co-doped phosphate glass with fs laser pulses.” Laser Precision Microfabrication (Quebec, Canada, 2008). *Oral*
- [4] W. Gawelda, D. Puerto, J. Siegel, A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, J. Solis, “Spatio-temporal properties of transient electronic plasmas produced in conditions of fs waveguide writing in dielectrics.” Laser Precision Microfabrication, (Quebec, Canada, 2008). *Oral*
- [3] A. Ruiz de la Cruz, A. Ferrer, J. Siegel and J. Solis, “Adaptive optics shaping for optimized femtosecond laser waveguide writing.” European Material Research Society (E-MRS Spring Meeting), (Strasbourg, France, 2008). *Oral*

- [2] A. Ferrer, A. Ruiz de la Cruz, J. Siegel and J. Solis, "Optimized fs laser writing of active waveguides in Er-Yb co-doped phosphate glass." Congress On Laser Ablation (COLA) (Tenerife, Spain, 2007). *Poster*
- [1] A. Ferrer, V. Diez-Blanco, J. Siegel and J. Solis, "Deep subsurface optical waveguides produced by direct writing with femtosecond laser pulses in fused silica and phosphate glass." European Material Research Society (E-MRS Spring Meeting), (Strasbourg, France, 2007). *Oral*

English translation

Chapter 1: Introduction

In this chapter, a brief review of the state of the art is done. The scientific and technical aspects motivating this thesis are identified, which are the basis of the main objectives presented. Next, the methodology used to pursue these objectives is shown. Finally, the structure of this manuscript is depicted.

1.1. State of the art

The invention of the laser in 1960 [Mai60] meant a great development on the understanding of the laser-matter interaction [Kel65]. Lasers gave access to unprecedented optical power densities, which encouraged the fast development of nonlinear optics (see for example the pioneer works on harmonic generation by Franken [FHPW61] and Bloembergen [ABDP62]). Further nonlinear phenomena, such nonlinear *self-focusing* [She75, Mar75] or filamentation [YB72] where also developed thanks to the invention of the laser.

Further development of the CPA (*Chirped Pulse Amplification*) optical amplifiers allowed the generation of pulses with peak powers above gigawatts [SM85]. This meant a true revolution not only in the field of nonlinear optics, but also in the field of materials laser processing: with such high peak powers it was possible to induce efficient multiphoton ionization processes, which boosted the processing of transparent dielectrics.

In particular, the processing of these materials by means of femtosecond laser pulses is characterized by the energy coupling by means of multiphoton and avalanche ionization [IWS92, DLK⁺94, SFR⁺95, vdLS96, SFH⁺96a, MQG⁺04], followed by the relaxation of the so generated plasma by different mechanisms [SFH⁺96b, SFR⁺95, SPG⁺07], leading to structural changes in the material. These mechanisms allow the processing of dielectrics not only in the materials surface, but also in the bulk. In the later, by focusing a femtosecond laser beam beneath the surface, it is possible to generate a localized structural modification limited to the focal region, where the power density is high enough so as to generate the previously mentioned ionization processes.

In 1996, the groups of Hirao [DMSH96] and Mazur [GMH⁺96] simultaneously demonstrated that, by focusing a femtosecond (fs) laser beam inside a fused silica sample, it was possible to generate a local positive refractive index contrast. Hirao's group then made use of this fact to generate the first fs-laser directly-written waveguide inside a dielectric [DMSH96]. To do so, the authors translated the sample respect to the focal region, generating a track in which the local refractive index contrast had been increased, in which they managed to demonstrate the guiding of light.

From then on, fs-laser waveguide writing was applied to many other glass and crystalline materials (chalcogenides, fluorides, phosphates, lithium niobate, ...) [HM98, COT⁺02, NH06]. Fs-laser materials processing does not generate in all cases a posi-

tive refractive index contrast track. In some materials the refractive index contrast is negative. In such cases, the waveguides are written in a double track approach [BGNT06].

Despite the this technique has been very successful, it still presents some problems. First, this technique is not universal, meaning that the refractive index contrast is material-dependent. Further more, in some cases it is not possible to generate a refractive index contrast without generating a damaged region simultaneously. Such structures present some limitations, i.e., they may not be appropriate for multiplexing devices. Other issue relays in the fact that the focal volume (VF) shape is affected by some nonlinear propagation (PNL) effects, which are not always properly (easily) controlled. Even in absence of the PNL effects, the shape of the VF itself and the appearance of aberrations may also difficult the writing of waveguides with circular cross-sections.

The problem related to the focal volume shape in the linear regime has been assessed through different approaches. The first one, called *astigmatic shaping*, was proposed by Osellame and co-workers [OTC⁺02, COT⁺02, OTM⁺03]. It is based on the use an elliptical irradiation beam, in which certain amounts of astigmatism can be introduced. By using this technique, waveguides with circular cross sections have been fabricated at depths of $\sim 100 \mu\text{m}$. Later, another technique (*slit shaping*) was reported [CSM⁺03] to generate waveguides with circular cross sections, which uses similar principles as those for the *astigmatic shaping*. With this technique, and before this thesis work, circular waveguides have been reported at processing depths of $400 \mu\text{m}$ [AMSW05].

Until that moment, fs-laser waveguide writing had been mainly done in the so called *low repetition rate* regime (BFR, using lasers working at repetition rates between 1 and 200 kHz, typically). In this regime, the overall modification of the material comes out of the sum of the single interactions of the individual pulses, since the combination of experimental parameters (mostly: the repetition rate of the laser, the scanning speed and the pulse energy) allow the complete relaxation on the focal region amongst consecutive pulses. The further development of the laser sources, and in particular, of those based on Yb (featuring high peak powers and high repetition rates), allowed the processing in a new regime, the thermal (or thermal-hybrid) or the *high repetition rate* regime (AFR, with repetition rates between 100s and 1000s of kHz, typically) [EZH05, SAEH05]. In this regime, the materials modification is accompanied (hybrid) or even dominated (thermal) by the heat accumulation effects generated by several

consecutive pulses.

The previously mentioned beam shaping techniques, together with the availability of different processing regimes, has allowed the fabrication of complex photonic devices (active and passive) with performances similar to those made by other techniques (see i. e. [VOL09], where a comparison is done between fs-laser directly written waveguide amplifiers and ion exchange waveguide amplifiers). In the following references, the reader may find a complete description of the devices fabricated so far by means of fs-laser direct writing: [GM08], [AMD⁺09] and [VOL09].

By means of fs-laser direct writing and in the field of active devices, Sikorski and co-workers reported the first waveguide-based optical amplifier (in a Nd:doped silicate glass) [SSB⁺00]. Osellame and co-workers reported the first Er:Yb co-doped active waveguide that presented internal gain (in a phosphate glass) [OTC⁺02], the first waveguide-based laser at 1533.5 nm [TVO⁺04], and the first full C-Band waveguide-based amplifier [VOC⁺05]. Later, waveguide lasers with slope efficiencies as high as 60 % and 70 % have been reported in waveguides written in Nd:YAG and Nd:GdVO₄, respectively [TRB⁺08, TRC⁺10].

Several passive devices have been also reported. As an example, 2-dimensional (2D) power Y-splitters (1x2) [HWGB99] and 3-dimensional 1x3 (3D) [NWBT03]. 2D [SB01] and 3D [KSI⁺05] directional couplers have been also reported, together with 2D [MKIF02] and 3D [CGN⁺10] Mach-Zehnder interferometers, as well as waveguide Bragg gratings [MDKB04].

One of the most recent applications of nonlinear processing of dielectrics with fs-laser pulses has been the fabrication of opto-fluidic chips. This technique is based on the structural weakening of the material upon certain irradiation conditions. After the irradiation of the material, it is chemically etched. The etching speed is higher in the irradiated areas, which leads to the generation of a micro-channel. The integration of such channels with other active or passive devices has led to a wide variety of sensors [BVB⁺10].

Fs-laser direct writing in dielectrics is thus a very versatile technique, with which several waveguide-based devices have been reported. Even more, since the material modification appears in principle only in a small localized region around the focal volume, it represents an excellent tool for the fabrication of compact 3D devices, which facilitates path towards increasing complexities and device-densities. However, in order to exploit this technique for the fabrication of dense and compact complex devices, it is compulsory to write the devices deeper in the sample (note that most of

the previously mentioned devices have been written at depths between 100 and 400 μm). This fact, together with the PNL-derived problems are the most limiting issues for the further development of fs-laser direct writing of devices in dielectrics.

1.2. Motivation, objectives and methodology

As previously mentioned, fs-laser fabrication of photonic devices in dielectrics still presents some problems. In particular, the need of processing at higher depths (in order to generate more dense and compact devices) presents several aberration- and PNL-related issues, both increasing with the processing depth. The effects of PNL (such as nonlinear self-focusing [FdlCP⁺10] or filamentation [GPS⁺08]) are stronger as the processing depth increases, as a consequence of the nonlinear phase accumulation, as well as with increasing nonlinear refractive indices. Further more, attending to the material's bandgap (E_g) and to the processing conditions, the so called *pre-focal depletion* [RNC05] appears as an additional source of deformation of the focal volume. These effects lead to very elongated focal volume shapes and material-transformed regions. This fact limits both, the variety of materials to be processed as well as the writing depth.

Attending to the irradiation parameters, the transformed region of the material may be orders of magnitude bigger than the guided mode of the processed waveguide. This is incompatible with the fabrication of good performance dense and compact devices. Coming out of this basis, the objectives of this thesis are focused on the next points:

1. To study and to reduce the effects of the PNL during fs-laser processing of dielectrics, in order to produce symmetric and good performance waveguides in low (<1.6) refractive index glasses.
2. To study the feasibility of alternative fs-laser beam shaping strategies, in order to generate waveguides with symmetric cross sections.
3. To study the feasibility of writing good performance waveguides in high refractive index (linear and nonlinear) glasses.

In order to achieve these objectives, several materials have been processed and studied. First, the effects of the basic processing parameters are analysed in a well

known material (fused silica). This material presents low linear and nonlinear refractive indices as well as a wide bandgap, which reduces the *pre-focal depletion* effects. For these reasons, fused silica is an appropriate material to tune the experimental set-up as well as to study the effects of the basic experimental parameters for fs-laser direct waveguide writing.

Next, the work focuses on a material family that presents a higher technological interest: phosphate glasses doped with different amounts of Er^{3+} and Yb^{3+} ions. The linear and nonlinear refractive indices of these materials are similar to those of fused silica, unlike the bandgap, which is smaller in the case of the used phosphate glasses. This fact increases the effects derived of the *pre-focal depletion*, which is used in this thesis to study, understand and reduce the effects of PNL during the processing of waveguides. Phosphate glasses are also used in this work to study the feasibility of new beam shaping techniques. These are implemented by using adaptive optic elements, since they provide a flexible and dynamic tool to shape the irradiation beam, and thus, the cross section of the so produced waveguide.

As an alternative to the spatial beam shaping, the processing under the AFR regime has been analysed. This regime has been used to look for an increase in the performance of waveguides processed in phosphate glasses respect to those produced in the BFR regime, as well as to prove the feasibility of fabricating good performance waveguides in highly nonlinear glasses (Nd-doped tellurite glasses).

1.3. Structure and organization

This manuscript is structured in 7 chapters and 3 appendices.

In Chapter 2, a brief review of the physical principles of interest for fs-laser processing of dielectrics is presented. It includes both, those processes related to laser-matter interaction as well as those related to its structural modification. In particular, the mechanisms of refractive index modification in fused silica and phosphate glasses are presented. Additionally, the principles of linear and nonlinear propagation relevant for waveguide writing are introduced.

Chapter 3 summarizes the set of experimental techniques used during this thesis. These include the set-ups for glass fabrication (and the techniques for their characterization) as well as the set-ups for waveguide writing and characterization. Additionally, the models used during this thesis are listed, which are detailed in the appendices.

In Chapter 4 results concerning waveguides fabricated in fused silica and phosphate glasses are presented. The waveguides are fabricated in the BFR regime, using the *slit shaping* method. The effects of the different processing parameters are analysed systematically. This way, consistent relations are established between these parameters and their effects on PNL inside the material. Once the PNL effects are identified, different strategies are proposed and applied to fabricate waveguides with good active and passive performance. Additionally, a study that identifies the origin of the refractive index contrast in these waveguides is presented.

In Chapter 5, a proposal for fs-laser beam shaping is introduced. The aim is to get symmetric cross-section waveguides by means of dynamic optical elements. To do so, an adaptive optics set-up has been implemented. Different shaping strategies have been presented and analysed through experimental and numerical data. The problems derived of these techniques are discussed. This way, symmetric cross-section waveguides are fabricated in phosphate glasses by means of beam shaping through adaptive optics.

For the results presented in Chapter 6, an AFR-laser-based waveguide writing set-up has been implemented. With this set-up, waveguides written in phosphate glasses are analysed and optimized (in the thermal processing regime). Likewise, waveguides in a high-refractive-indices (linear and nonlinear) glass (tellurite) are fabricated, analysed and optimised.

Finally, in Chapter 7 a summary of the main results and conclusions of this thesis is presented.

In the appendices (A, C y B), the calculations, models and simulations performed during this thesis are detailed. Appendix A is focused on the processing of images of the guided modes; in Appendix B the details of the Schrödinger Equation-based simulations are depicted, and in Appendix C the two different models to describe an astigmatic beam are presented.

Chapter 7: Conclusions

In this thesis, several aspects of fs-laser processing of dielectrics have been assessed.

The first objective of this thesis has been to identify and minimize the problems derived from nonlinear propagation (PNL) during waveguide writing (Chapter 4). In order to achieve this objective, waveguides have been written at high processing depths ($z > 0.5$ mm), by means of *slit shaping* in the low repetition rate regime (BFR). Because of the nonlinear phase accumulation, it has been possible to clearly assess the PNL effects which, otherwise ($z \approx 100$ μm), would have not been possible. This way, the passive characteristics of the waveguides as well as their microscopy images have been systematically analysed, an *in situ* plasma emission microscopy system has been implemented and several simulations for beam propagation based on the nonlinear Schrödinger equation (including nonlinear absorption) have been done.

From the so-obtained data, a strong deformation of the focal volume (VF) has been determined to come out of different nonlinear effects. In the first place, it has been identified that nonlinear self-focusing is responsible of the characteristic <-shape observed. Furthermore, this effect boosts the pre-focal depletion of the irradiation beam. Second, it has been identified that the strong nonlinear absorption that the beam suffers nearby the VF is responsible for the observed *half-disc* shape of the materials transformed region. Finally, nonlinear filamentation has been proposed as an additional loss channel for energy coupling in the VF. The combined effect of the previously mentioned nonlinear phenomena lead to extremely elongated transformed regions in the bulk of the material. The extent of this modification has been shown to be even orders of magnitude larger than the guided mode itself.

In order to minimize the previously mentioned nonlinear effects, different strategies have been followed. First, circular polarization has been proposed for the irradiation beam. This way, the nonlinear refractive index (n_2^o) is reduced to 2/3 respect to its value for linear polarization (n_2^l). Thus, clearly reducing the PNL effects. Second, the

peak power of the irradiation pulses has been reduced by stretching the pulse duration or by decreasing the pulse energy. An optimal balance has been found amongst both parameters such that PNL effects are minimized during waveguide writing. Under these experimental conditions, the VF presents the shape that it would have under linear propagation only, leading to circularly-transformed regions. However, the refractive index contrast achieved by these means is either negative or positive but too weak. A multi-scan approach has been used to rapidly increase the positive refractive index with the number of scans. This way, good performance waveguides (propagation losses ~ 1 dB/cm) have been written at high processing depths ($z=1.5$ mm), in which the size of the transformed region is comparable to that of the guided mode.

In these waveguides (written in a doped phosphate glass, in the BFR regime, at high depths and in absence of PNL effects), the physical mechanisms underlying the local refractive index modification have been analysed, in both single- and multi-scan structures. With this purpose, the characteristics of the spectral emission of the dopant ions has been studied by means of confocal micro-fluorescence measurements. It has been determined that in the case of single-scan waveguides, the local density decreases in the irradiated area, leading to a refractive index decrease. It has been also determined that, by re-scanning the same region with the irradiation beam, the resulting waveguide presents a complex density distribution consistent of a density-depressed external ring and a central densified region. This density distribution leads to a positive refractive index contrast that allow guiding with low propagation losses, as shown before.

Also in the BFR regime and by means of the *slit-shaping* technique, waveguides in a custom-made Er:Yb-codoped phosphate glasses have been written. The processing has been done at shallower depths ($100\ \mu\text{m}$) and higher numerical apertures of the irradiation lens, in order to reduce the size of the guided modes and to improve the coupling losses with standard fibres. With the resulting waveguides, and optical amplifier at 1535 nm has been implemented. It presents an internal gain of 3.5 dB, but no absolute gain (-0.7 dB). From the analysis of the characterization of this amplifier, two strategies have been identified to improve its absolute gain. First, the waveguides have to present lower insertion losses. Second, in case of achieving lower losses, an increase in the doping concentrations of the glass may result in an internal gain increase of the amplifier, leading to absolute gain values. As a consequence, a new glass has been fabricated with approximately two times the ions concentration respect to the previous one. The material has been processed in the high repetition

rate regime (AFR), and the passive characteristics of the written waveguides has been optimized. These 1.4 cm-length waveguides have been implemented in another optical amplifier, presenting an absolute gain of 2.3 dB. It also features an internal gain of 5.7 dB, which represents an excellent value of internal gain per unit length (4.1 dB/cm).

On the other hand, alternative strategies for fs-laser beam shaping in the BFR regime have been explored. The shaping has been done by means of adaptive optics elements, and the study has been done using phosphate glasses as probe samples. A liquid-crystal spatial light modulator (LC-SLM) has been used in order to shape the wavefront of the irradiation beam. It has been shown how, by introducing only astigmatism (no ellipticity) in the irradiation beam, it is possible to get a focus that presents proper symmetry for waveguide writing. A ray-transfer-matrix based model has been also developed to analyse and reproduce the results presented.

The effect of beam ellipticity in combination with astigmatism has been also studied. It has been shown that the relative intensity of both astigmatic *foci* can be easily controlled by modifying the ellipticity of the beam. In order to increase the beam ellipticity, the distance between the LC-SLM and the irradiation lens has been varied, so that the initially circular astigmatic beam naturally turns elliptical with the propagation distance. This way, it has been shown how the proper combination of beam ellipticity and astigmatism leads to only one transformed region upon fs-laser irradiation, with an aspect ratio ~ 1 . The previous ray-transfer-matrix based model has been implemented, by means of the Collins diffraction integral, in order to take into account the diffraction effects coming out of the beam truncation at the entrance pupil of the irradiation objective. Additionally, diffraction effects derived from the phase-wrapping performed in the LC-SLM have been reported and discussed. It has been proposed that for this kind of shaping, a single-membrane deformable mirror or a larger dynamic range LC-SLM would be desirable. With such adaptive optics elements, the required astigmatism would be introduced without the need of phase-wrapping and thus, the damaged regions/bands observed in this thesis would be avoided. Despite these problems, it has been possible to write waveguides with aspect ratios ~ 1 , by means of fs-laser beam shaping with adaptive optics elements.

Finally, new windows have been explored in the AFR regime for the processing of Nd:doped tellurite glasses. These glasses present high linear ($n_1 > 2$) and nonlinear ($n_2 > 10^{-19} \text{m}^2/\text{W}$) indices of refraction. It has been reported that it is pos-

sible to process this material in a non-filamentary regime which typically appears in the BFR regime. This has been possible since, typically, in the AFR regime the pulse peak power required is far smaller than that for the BFR regime. In the first place, a processing window at 1 MHz has been identified. The so-written structures present lateral guiding, fact that has been exploited to generate double-structures with controllable cross sections and propagation losses ~ 4.1 dB/cm. Additionally, further repetition rate windows have been explored, between the AFR and the BFR regimes. At 250 kHz a window has been identified in which guiding occurs in only one region. By optimizing the processing parameters, losses as low as ~ 0.1 dB/cm have been reported, opening new paths for the processing of these exotic and highly nonlinear material.

Bibliografía

- [ABDP62] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing y P. S. Pershan. “Interactions between light waves in a nonlinear dielectric”. *Phys. Rev.* 127, (1962) pág. 1918.
- [ADS⁺94] P. Audebert, P. Daguzan, A. D. Santos, J. C. Gauthier, J. P. Geindre, S. Guizard, G. Hamoniaux, K. Krastev, P. Martin, G. Petite y A. Antonetti. “Space-time observation of an electron gas in SiO₂”. *Phys. Rev. Lett.* 73, (1994) pág. 1990.
- [Agr01] G. P. Agrawal. *Applications of nonlinear fiber optics* (Academic Press, Nueva York, 1st Ed., 2001).
- [AMD⁺09] M. Ams, G. Marshall, P. Dekker, J. Piper y M. Withford. “Ultrafast laser written active devices”. *Laser & Photon. Rev.* 3, (2009) pág. 535.
- [AMSW05] M. Ams, G. D. Marshall, D. Spence y M. J. Withford. “Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses”. *Opt. Express* 13, (2005) pág. 5676.
- [BC99] A. Brodeur y S. Chin. “Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media”. *J. Opt. Soc. Am. B* 16, (1999) pág. 637.
- [BCC⁺02] G. Bosco, A. Carena, V. Curri, R. Gaudino, P. Poggiolini y S. Benedetto. “Suppression of spurious tones induced by the split-step method in fiber systems simulation”. *Photonics Technology Letters, IEEE* 12, (2002) pág. 489.
- [Ber75] E. P. Bertin. *Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis* (Springer-Verlag, Nueva York, 2nd Ed., 1975).

- [BGNT06] J. Burghoff, C. Grebing, S. Nolte y A. Tünnermann. “Efficient frequency doubling in femtosecond laser-written waveguides in lithium niobate”. *Appl. Phys. Lett.* 89, (2006) pág. 081108.
- [BN95] H. Bach y N. Neuroth. *The Properties of Optical Glass* (Springer-Verlag, Nueva York, 1st Ed., 1995).
- [Boy08] R. W. Boyd. *Nonlinear Optics* (Academic Press, Londres, 3rd Ed., 2008).
- [BPS⁺88] P. Bado, M. Pessot, J. Squier, G. Mourou y D. Harter. “Regenerative amplification in alexandrite of pulses from specialized oscillators”. *IEEE J. Quantum Elect.* 24, (1988) pág. 1167.
- [Bro00] R. Brow. “Review: the structure of simple phosphate glasses”. *J. Non-Cryst. Solids* 263, (2000) pág. 1.
- [BVB⁺10] N. Bellini, K. Vishnubhatla, F. Bragheri, L. Ferrara, P. Minzioni, R. Ramponi, I. Cristiani y R. Osellame. “Femtosecond laser fabricated monolithic chip for optical trapping and stretching of single cells”. *Opt. Express* 18, (2010) pág. 4679.
- [BW99] M. Born y E. Wolf. *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light* (Cambridge University Press, Londres, 7th Ed., 1999).
- [CGN⁺10] A. Crespi, Y. Gu, B. Ngamsom, H. J. W. M. Hoekstra, C. Dongre, M. Pollnau, R. Ramponi, H. H. V. D. Vlekert, P. Watts, G. Cerullo y R. Osellame. “Three-dimensional Mach-Zehnder interferometer in a microfluidic chip for spatially-resolved label-free detection”. *Lab Chip* 10, (2010) pág. 1167.
- [CHR⁺03] J. W. Chan, T. Huser, S. Risbud, J. Hayden y D. M. Krol. “Waveguide fabrication in phosphate glasses using femtosecond laser pulses”. *Appl. Phys. Lett.* 2, (2003) pág. 2371.
- [CHRK03] J. Chan, T. Huser, S. Risbud y D. Krol. “Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses”. *Appl. Phys. A-Mater* 76, (2003) pág. 367.
- [Col70] J. Collins. “Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics”. *J. Opt. Soc. Am.* 60, (1970) pág. 1168.

- [COT⁺02] G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta y S. D. Silvestri. “Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 microm by astigmatic beam focusing”. *Opt. Lett.* 27, (2002) pág. 1938.
- [CP92] P. Chernev y V. Petrov. “Self-focusing of light pulses in the presence of normal group-velocity dispersion”. *Opt. Lett.* 17, (1992) pág. 172.
- [CSM⁺03] Y. Cheng, K. Sugioka, K. Midorikawa, M. Masuda, K. Toyoda, M. Kawachi y K. Shihoyama. “Control of the cross-sectional shape of a hollow microchannel embedded in photostructurable glass by use of a femtosecond laser”. *Opt. Lett.* 28, (2003) pág. 55.
- [DA02] M. Davidson y M. Abramowitz. *Optical microscopy* (en Encyclopedia of imaging science and technology, John Wiley & Sons, 1st Ed., 2002).
- [DBSF⁺07] V. Díez-Blanco, J. Siegel, A. Ferrer, A. R. de la Cruz y J. Solis. “Deep subsurface waveguides with circular cross section produced by femtosecond laser writing”. *Appl. Phys. Lett.* 91, (2007) pág. 051104.
- [DBSS06] V. Díez-Blanco, J. Siegel y J. Solis. “Waveguide structures written in SF57 glass with fs-laser pulses above the critical self-focusing threshold”. *Appl. Surf. Sci.* 252, (2006) pág. 4523.
- [dlCFG⁺09] A. R. de la Cruz, A. Ferrer, W. Gawelda, D. Puerto, M. Sosa, J. Siegel y J. Solis. “Independent control of beam astigmatism and ellipticity using a slm for fs-laser waveguide writing”. *Opt. Express* 17, (2009) pág. 20853.
- [DLK⁺94] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier y G. Mourou. “Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs”. *Appl. Phys. Lett.* 64, (1994) pág. 3071.
- [DMSH96] K. Davis, K. Miura, N. Sugimoto y K. Hirao. “Writing waveguides in glass with a femtosecond laser”. *Opt. Lett.* 21, (1996) pág. 1729.
- [DTFI04] A. Dubietis, G. Tamogauskas, G. Fibich y B. Ilan. “Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity”. *Opt. Lett.* 29, (2004) pág. 1126.

- [EGG⁺98] O. M. Efimov, K. Gabel, S. V. Garnov, L. B. Glebov, S. Grantham, M. Richardson y M. J. Soileau. “Color-center generation in silicate glasses exposed to infrared femtosecond pulses”. *J. Opt. Soc. Am. B* 15, (1998) pág. 193.
- [EZH05] S. Eaton, H. Zhang y P. Herman. “Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate”. *Opt. Express* 13, (2005) pág. 4708.
- [EZN⁺08] S. M. Eaton, H. Zhang, M. L. Ng, J. Li, W.-J. Chen, S. Ho y P. R. Herman. “Transition from thermal diffusion to heat accumulation in high repetition rate femtosecond laser writing of buried optical waveguides”. *Opt. Express* 16, (2008) pág. 9443.
- [FdlCP⁺10] A. Ferrer, A. R. de la Cruz, D. Puerto, W. Gawelda, J. A. Valles, M. Rebolledo, V. Berdejo, J. Siegel y J. Solis. “In situ assessment and minimization of nonlinear propagation effects for femtosecond-laser waveguide writing in dielectrics”. *J. Opt. Soc. Am. B* 27, (2010) pág. 1688.
- [FEV⁺10] T. T. Fernandez, S. Eaton, G. D. Valle, R. Vazquez, M. Irannejad, G. Jose, A. Jha, G. Cerullo, R. Osellame y P. Laporta. “Femtosecond laser written optical waveguide amplifier in phospho-tellurite glass”. *Opt. Express* 18, (2010) pág. 20289.
- [FHPW61] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters y G. Weinreich. “Generation of optical harmonics”. *Phys. Rev. Lett.* 7, (1961) pág. 118.
- [FI00] G. Fibich y B. Ilan. “Self-focusing of elliptic beams: an example of the failure of the aberrationless approximation”. *J. Opt. Soc. Am. B* 17, (2000) pág. 1749.
- [FJS⁺11] A. Ferrer, D. Jaque, J. Siegel, A. R. de la Cruz y J. Solis. “Origin of the refractive index modification of femtosecond laser processed doped phosphate glass”. *J. Appl. Phys.* 109, (2011) pág. 093107.
- [FN03] J. M. Fernandez-Navarro. *El vidrio: constitución, fabricación, propiedades* (CSIC, Madrid, 3rd Ed., 2003).
- [FWR⁺09] L. B. Fletcher, J. J. Witcher, W. B. Reichman, A. Arai, J. Bovatsek y D. M. Krol. “Changes to the network structure of er-yb doped phosphate

- glass induced by femtosecond laser pulses". *J. Appl. Phys.* 106, (2009) pág. 083107.
- [GM08] R. R. Gattass y E. Mazur. "Femtosecond laser micromachining in transparent materials". *Nat. Phot.* 2, (2008) pág. 219.
- [GMH⁺96] E. N. Glezer, M. Milosavljevic, L. Huang, R. J. Finlay, T.-H. Her, J. P. Callan y E. Mazur. "Three-dimensional optical storage inside transparent materials". *Opt. Lett.* 21, (1996) pág. 2023.
- [GMY72] C. Giuliano, J. Marburger y A. Yariv. "Enhancement of self-focusing threshold in sapphire with elliptical beams". *Appl. Phys. Lett.* 21, (1972) pág. 58.
- [GPS⁺08] W. Gawelda, D. Puerto, J. Siegel, A. Ferrer, A. R. de la Cruz, H. Fernández y J. Solis. "Ultrafast imaging of transient electronic plasmas produced in conditions of femtosecond waveguide writing in dielectrics". *Appl. Phys. Lett.* 93, (2008) pág. 121109.
- [Gra09] E. Grace. "<http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/24016>". GAFFE, a toolbox for solving evolutionary nonlinear PDEs .
- [HM98] K. Hirao y K. Miura. "Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser". *J. Non-Cryst. Solids* 239, (1998) pág. 91.
- [HWGB99] D. Homoelle, S. Wielandy, A. Gaeta y N. Borrelli. "Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses". *Opt. Lett.* 24, (1999) pág. 1311.
- [IAFN⁺07] I. Iparraguirre, J. Azkargorta, J. M. Fernandez-Navarro, M. Al-Saleh, J. Fernandez y R. Balda. "Laser action and upconversion of Nd³⁺ in tellurite bulk glass" (2007).
- [IWS92] J. Ihlemann, B. Wolff y P. Simon. "Nanosecond and femtosecond excimer laser ablation of fused silica". *Appl. Phys. A-Mater* 54, (1992) pág. 363.
- [JAJ70] T. Johansson, R. Akselsson y S. Johansson. "X-ray analysis: Elemental trace analysis at the 10-12 g level". *Nuclear Instruments and Methods* 84, (1970) pág. 141 .

- [JdMB⁺99] Y. Jaouën, L. du Mouza, D. Barbier, J.-M. Delavaux y P. Bruno. "Eight-wavelength er-yb doped amplifier: combiner/splitter planar integrated module". *Photonics Technology Letters*, IEEE 11, (1999) pág. 1105 .
- [JJ76] S. A. Johansson y T. B. Johansson. "Analytical application of particle induced x-ray emission". *Nuclear Instruments and Methods* 137, (1976) pág. 473 .
- [JL05] B. Jacquier y G. Liu. *Spectroscopic Properties of Rare Earths in Optical Materials* (Springer, Berlin, 1 Ed., 2005).
- [Joh98] T. Johnston. "Beam propagation (m-2) measurement made as easy as it gets: the four-cuts method". *Appl. Opt.* 37, (1998) pág. 4840.
- [KCSF01] A. Kubota, M. J. Caturla, J. Stolken y M. Feit. "Densification of fused silica due to shock waves and its implications for 351 nm laser induced damage". *Opt. Express* 8, (2001) pág. 611.
- [Kel65] L. V. Keldysh. "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave". *Soviet Physics JETP* 20, (1965) pág. 1307.
- [Ken02] A. J. Kenyon. "Recent developments in rare-earth doped materials for optoelectronics". *Prog. Quantum Elect.* 26, (2002) pág. 225 .
- [KKS⁺06] S. Kobayakov, A. Kaminska, A. Suchocki, D. Galanciak y M. Malinowski. "Nd[^{sup 3+}]-doped yttrium aluminum garnet crystal as a near-infrared pressure sensor for diamond anvil cells". *Appl. Phys. Lett.* 88, (2006) pág. 234102.
- [KSI⁺05] A. M. Kowalewicz, V. Sharma, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto y K. Minoshima. "Three-dimensional photonic devices fabricated in glass by use of a femtosecond laser oscillator". *Opt. Lett.* 30, (2005) pág. 1060.
- [KYW⁺95] B. Kohler, V. V. Yakovlev, K. R. Wilson, J. Squier, K. W. DeLong y R. Trebino. "Phase and intensity characterization of femtosecond pulses from a chirped-pulse amplifier by frequency-resolved optical gating". *Opt. Lett.* 20, (1995) pág. 483.
- [LAB⁺05] B.-S. Lee, J. R. Abelson, S. G. Bishop, D.-H. Kang, B.-K. Cheong y K.-B. Kim. "Investigation of the optical and electronic properties of Ge₂Sb₂Te₅ phase change material in its amorphous, cubic, and hexagonal phases". *J. Appl. Phys.* 97, (2005) pág. 093509.

- [LAD⁺10] D. J. Little, M. Ams, P. Dekker, G. D. Marshall y M. J. Withford. “Mechanism of femtosecond-laser induced refractive index change in phosphate glass under a low repetition-rate regime”. *J. Appl. Phys.* 108, (2010) pág. 033110.
- [Lau96] G. Laufer. *Introduction to optics and lasers in engineering* (Cambridge University Press, Nueva York, 1996).
- [lCFdH⁺11] A. R. D. la Cruz, A. Ferrer, J. del Hoyo, J. Siegel y J. Solis. “Modeling of astigmatic-elliptical beam shaping during fs-laser waveguide writing including beam truncation and diffraction effects”. *Appl. Phys. A-Mater* 104, (2011) pág. 687.
- [LHT⁺08] Y. Li, Z. He, H. Tang, L. Liu, L. Xu y W. Wang. “The structural and refractive index changes in the waveguides written by femtosecond laser in er-doped silicate glasses”. *J. Non-Cryst. Solids* 354, (2008) pág. 1216.
- [LMNW94] G. G. Luther, J. V. Moloney, A. C. Newell y E. M. Wright. “Self-focusing threshold in normally dispersive media”. *Opt. Lett.* 19, (1994) pág. 862.
- [Lor80a] H. A. Lorentz. “Über die Beziehung zwischen der Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes und der Körperdichte”. *Annalen der Physik* 245, (1880) pág. 641.
- [Lor80b] L. Lorenz. “Über die Refraktionsconstante”. *Annalen der Physik* 247, (1880) pág. 70.
- [Mai60] T. Maiman. “Stimulated optical radiation in ruby”. *Nature* 187, (1960) pág. 493.
- [Mar75] J. Marburger. “Self-focusing: theory”. *Prog. Quantum Elect.* 4, (1975) pág. 35.
- [MCS11] I. Miyamoto, K. Cvecek y M. Schmidt. “Evaluation of nonlinear absorptivity in internal modification of bulk glass by ultrashort laser pulses”. *Opt. Express* 19, (2011) pág. 10714.
- [MDA⁺08] G. D. Marshall, P. Dekker, M. Ams, J. A. Piper y M. J. Withford. “Directly written monolithic waveguide laser incorporating a distributed feedback waveguide-bragg grating”. *Opt. Lett.* 33, (2008) pág. 956.

- [MDKB04] A. Martinez, M. Dubov, I. Khrushchev y I. Bennion. "Direct writing of fibre bragg gratings by femtosecond laser". *Electron. Lett.* 40, (2004) pág. 1170.
- [MGD⁺97] P. Martin, S. Guizard, P. Daguzan, G. Petite, P. DÓliveira, P. Meynadier y M. Perdrix. "Subpicosecond study of carrier trapping dynamics in wide-band-gap crystals". *Phys. Rev. B* 55, (1997) pág. 5799.
- [MHG⁺07] I. Miyamoto, A. Horn, J. Gottmann, D. Wortmann y F. Yoshino. "Fusion welding of glass using femtosecond laser pulses with high-repetition rates". *J Laser Micro Nanoen* 2, (2007) pág. 57.
- [MHRH02] A. Mairaj, P. Hua, H. Rutt y D. Hewak. "Fabrication and characterization of continuous wave direct UV ($\lambda=244$ nm) written channel waveguides in chalcogenide (Ga:La:S) glass". *J. Light. Tech.* 20, (2002) pág. 1578.
- [MKIF02] K. Minoshima, A. Kowalewicz, E. Ippen y J. Fujimoto. "Fabrication of coupled mode photonic devices in glass by nonlinear femtosecond laser materials processing". *Opt. Express* 10, (2002) pág. 645.
- [MMBH⁺08] C. Maclair, A. Mermillod-Blondin, N. Huot, E. Audouard y R. Stoian. "Ultrafast laser writing of homogeneous longitudinal waveguides in glasses using dynamic wavefront correction". *Opt. Express* 16, (2008) pág. 5481.
- [MQG⁺04] S. Mao, F. Quéré, S. Guizard, X. Mao, R. Russo, G. Petite y P. Martin. "Dynamics of femtosecond laser interactions with dielectrics". *Appl. Phys. A-Mater* 79, (2004) pág. 1695.
- [NH06] A. Nejadmalayeri y P. Herman. "Ultrafast laser waveguide writing: lithium niobate and the role of circular polarization and picosecond pulse width". *Opt. Lett.* 31, (2006) pág. 2987.
- [NH07] A. Nejadmalayeri y P. Herman. "Rapid thermal annealing in high repetition rate ultrafast laser waveguide writing in lithium niobate". *Opt. Express* 15, (2007) pág. 10842.
- [Nol76] R. Noll. "Zernike polynomials and atmospheric turbulence". *J. Opt. Soc. Am.* 66, (1976) pág. 207.

- [NWBT03] S. Nolte, M. Will, J. Burghoff y A. Tuennermann. “Femtosecond waveguide writing: a new avenue to three-dimensional integrated optics”. *Appl. Phys. A-Mater* 77, (2003) pág. 109.
- [OCV⁺06] R. Osellame, N. Chiodo, G. D. Valle, G. Cerullo, R. Ramponi, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner y O. Svelto. “Waveguide lasers in the c-band fabricated by laser inscription with a compact femtosecond oscillator”. *IEEE J. Sel. Top. Quant.* 12, (2006) pág. 277.
- [OKGT01] P. O’Shea, M. Kimmel, X. Gu y R. Trebino. “Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement”. *Opt. Lett.* 26, (2001) pág. 932.
- [ONB81] M. O’Keefe, A. Navrotsky y A. N. Bloch. *Structure and Bonding in Crystals II* (Academic Press, New York, 1981).
- [OTC⁺02] R. Osellame, S. Taccheo, G. Cerullo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, P. Laporta y S. D. Silvestri. “Optical gain in er-yb doped waveguides fabricated by femtosecond laser pulses”. *Electron. Lett.* 38, (2002) pág. 964.
- [OTM⁺03] R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, R. Ramponi, P. Laporta, D. Polli, S. D. Silvestri y G. Cerullo. “Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams”. *J. Opt. Soc. Am. B* 20, (2003) pág. 1559.
- [PC98] A. Pasquarello y R. Car. “Identification of raman defect lines as signatures of ring structures in vitreous silica”. *Phys. Rev. Lett.* 80, (1998) pág. 5145.
- [PSA⁺08] A. Pasquazi, S. Stivala, G. Assanto, J. Gonzalo y J. Solis. “Transverse nonlinear optics in heavy-metal-oxide glass”. *Phys. Rev. A* 77, (2008) pág. 043808.
- [PSG⁺10] D. Puerto, J. Siegel, W. Gawelda, M. Galvan-Sosa, L. Ehrentraut, J. Bonse y J. Solis. “Dynamics of plasma formation, relaxation, and topography modification induced by femtosecond laser pulses in crystalline and amorphous dielectrics”. *J. Opt. Soc. Am. B* 27, (2010) pág. 1065.

- [PSS08] C. W. Ponader, J. F. Schroeder y A. M. Streltsov. “Origin of the refractive-index increase in laser-written waveguides in glasses”. *J. Appl. Phys.* 103, (2008) pág. 063516.
- [PVMGA00] P. Prieto, F. Vargas-Martín, S. Goelz y P. Artal. “Analysis of the performance of the Hartmann-Shack sensor in the human eye”. *J. Opt. Soc. Am. A* 17, (2000) pág. 1388.
- [Ret06] B. Rethfeld. “Free-electron generation in laser-irradiated dielectrics”. *Phys. Rev. B* 73, (2006) pág. 035101.
- [RNC05] D. Rayner, A. Naumov y P. B. Corkum. “Ultrashort pulse non-linear optical absorption in transparent media”. *Opt. Express* 13, (2005) pág. 3208.
- [RTL⁺09] A. Rodenas, G. A. Torchia, G. Lifante, E. Cantelar, J. Lamela, F. Jaque, L. Roso y D. Jaque. “Refractive index change mechanisms in femtosecond laser written ceramic Nd:YAG waveguides: micro-spectroscopy experiments and beam propagation calculations”. *Appl. Phys. B-Lasers* 95, (2009) pág. 85.
- [SAEH05] L. Shah, A. Arai, S. M. Eaton y P. R. Herman. “Waveguide writing in fused silica with a femtosecond fiber laser at 522 nm and 1 mhz repetition rate”. *Opt. Express* 13, (2005) pág. 1999.
- [SB01] A. M. Streltsov y N. Borrelli. “Fabrication and analysis of a directional coupler written in glass by nanojoule femtosecond laser pulses”. *Opt. Lett.* 26, (2001) pág. 42.
- [SC94] D. Strickland y P. B. Corkum. “Resistance of short pulses to self-focusing”. *J. Opt. Soc. Am. B* 11, (1994) pág. 492.
- [SFH⁺96a] B. Stuart, M. Feit, S. Herman, A. Rubenchik, B. Shore y M. Perry. “Optical ablation by high-power short-pulse lasers”. *J. Opt. Soc. Am. B* 13, (1996) pág. 459.
- [SFH⁺96b] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore y M. D. Perry. “Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics”. *Phys. Rev. B* 53, (1996) pág. 1749.

- [SFNGN⁺05] J. Siegel, J. M. Fernandez-Navarro, A. Garcia-Navarro, V. Diez-Blanco, O. Sanz, J. Solis, F. Vega y J. Armengol. “Waveguide structures in heavy metal oxide glass written with femtosecond laser pulses above the critical self-focusing threshold”. *Appl. Phys. Lett.* 86, (2005) pág. 121109.
- [SFR⁺95] B. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore y M. Perry. “Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses”. *Phys. Rev. Lett.* 74, (1995) pág. 2248.
- [SGP⁺08] J. Siegel, W. Gawelda, D. Puerto, C. Dorronsoro, J. Solis, C. N. Afonso, J. C. G. de Sande, R. Bez, A. Pirovano y C. Wiemer. “Amorphization dynamics of Ge₂Sb₂Te₅ films upon nano- and femtosecond laser pulse irradiation”. *J. Appl. Phys.* 103, (2008) pág. 023516.
- [She75] Y. Shen. “Self focusing: experimental”. *Prog. Quantum Elect.* 4, (1975) pág. 1.
- [SI00] K. Saito y A. Ikushima. “Absorption edge in silica glass”. *Phys. Rev. B* 62, (2000) pág. 8584.
- [SJL⁺05] Q. Sun, H. Jiang, Y. Liu, Y. Zhou, H. Yang y Q. Gong. “Effect of spherical aberration on the propagation of a tightly focused femtosecond laser pulse inside fused silica”. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 7, (2005) pág. 655.
- [SM85] D. Strickland y G. Mourou. “Compression of amplified chirped optical pulses”. *Opt. Commun.* 56, (1985) pág. 219.
- [SMK03] R. L. Sutherland, D. G. McLean y S. Kirkpatrick. *Handbook of Nonlinear Optics* (Marcel Dekker Inc, New York-Basel, 2nd Ed., 2003).
- [SNN⁺03] A. Saliminia, N. Nguyen, M. Nadeau, S. Petit, S. Chin y R. Vallée. “Writing optical waveguides in fused silica using 1 khz femtosecond infrared pulses”. *J. Appl. Phys.* 93, (2003) pág. 3724.
- [SP71] R. V. Shack y B. C. Platt. “Production and use of a lenticular Hartmann screen”. *J. Opt. Soc. Am.* 61, (1971) pág. 656.
- [SPG⁺07] J. Siegel, D. Puerto, W. Gawelda, G. Bachelier, J. Solis, L. Ehrentraut y J. Bonse. “Plasma formation and structural modification below the

- visible ablation threshold in fused silica upon femtosecond laser irradiation". Appl. Phys. Lett. 91, (2007) pág. 082902.
- [SSB⁺00] Y. Sikorski, A. Said, P. Bado, R. Maynard, C. Florea y K. Winick. "Optical waveguide amplifier in nd-doped glass written with near-ir femtosecond laser pulses". Electron. Lett. 36, (2000) pág. 226.
- [SSS⁺04] J. Siegel, A. Schropp, J. Solis, C. N. Afonso y M. Wuttig. "Rewritable phase-change optical recording in Ge₂Sb₂Te₅ films induced by picosecond laser pulses". Appl. Phys. Lett. 84, (2004) pág. 2250.
- [Sut96] R. Sutherland. *Handbook of Nonlinear Optics* (Dekker, Nueva York, 1, 1996).
- [SVC05] A. Saliminia, R. Vallee y S. Chin. "Waveguide writing in silica glass with femtosecond pulses from an optical parametric amplifier at 1.5 μ m". Opt. Commun. 256, (2005) pág. 422.
- [Thi00] L. Thibos. "Principles of Hartmann-Shack aberrometry" (2000).
- [TKD⁺96] T. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff y R. Trebino. "Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation". Opt. Lett. 21, (1996) pág. 1381.
- [TRB⁺08] G. A. Torchia, A. Rodenas, A. Benayas, E. Cantelar, L. Roso y D. Jaque. "Highly efficient laser action in femtosecond-written Nd:yttrium aluminum garnet ceramic waveguides". Appl. Phys. Lett. 92, (2008) pág. 111103.
- [TRC⁺10] Y. Tan, A. Rodenas, F. Chen, R. R. Thomson, A. K. Kar, D. Jaque y Q. Lu. "70 % slope efficiency from an ultrafast laser-written Nd:GdVO₄ channel waveguide laser". Opt. Express 18, (2010) pág. 24994.
- [TVO⁺04] S. Taccheo, G. D. Valle, R. Osellame, G. Cerullo, N. Chiodo, P. Laporta, O. Svelto, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer y D. Kopf. "Er:Yb-doped waveguide laser fabricated by femtosecond laser pulses". Opt. Lett. 29, (2004) pág. 2626.
- [vAB95] M. v Allmen y A. Blatter. *Laser-Beam Interactions with Materials: Physical Principles and Applications* (Springer, Berlin, 2nd Ed, 1995).

- [vdLS96] D. von der Linde y H. Schöler. “Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser-solid interaction”. J. Opt. Soc. Am. B 13, (1996) pág. 216.
- [VFSM⁺10] J. A. Valles, A. Ferrer, J. Sanchez-Martin, A. R. de la Cruz, M. Rebolledo y J. Solis. “New characterization technique for femtosecond laser written waveguides in Yb/Er-codoped glass”. IEEE J. Quantum Elect. 46, (2010) pág. 996 .
- [VOC⁺05] G. D. Valle, R. Osellame, N. Chiodo, S. Taccheo, G. Cerullo, P. Laporta, A. Killi, U. Morgner, M. Lederer y D. Kopf. “C-band waveguide amplifier produced by femtosecond laser writing”. Opt. Express 13, (2005) pág. 5976.
- [VOL09] G. Valle, R. Osellame y P. Laporta. “Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses”. J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 11, (2009) pág. 013001.
- [VRB⁺10] J. A. Valles, M. Á. Rebolledo, V. Berdejo, A. Ferrer, A. R. de la Cruz y J. Solis. “Study of an optimised bidirectional pump scheme for fs-laser written Yb/Er-codoped integrated waveguides”. Opt. Mater. 33, (2010) pág. 231.
- [VRC06] J. Valles, M. Rebolledo y J. Cortes. “Full characterization of packaged Er-Yb-codoped phosphate glass waveguides”. IEEE J. Quantum Elect. 42, (2006) pág. 152.
- [WB88] J. J. Wen y M. A. Breazeale. “A diffraction beam field expressed as the superposition of gaussian beams”. J. Acoust. Soc. Am. 83, (1988) pág. 1752.
- [Yar89] A. Yariv. *Quantum Electronics* (Wiley, Nueva York, 3rd Ed., 1989).
- [YB72] E. Yablonovitch y N. Bloembergen. “Avalanche ionization and limiting diameter of filaments induced by light-pulses in transparent media”. Phys. Rev. Lett. 29, (1972) pág. 907.
- [YCK⁺08] W. Yang, C. Corbari, P. Kazansky, K. Sakaguchi y I. Carvalho. “Low loss photonic components in high index bismuth borate glass by femtosecond laser direct writing”. Opt. Express 16, (2008) pág. 16215.

- [Yoo06] G. Yoon. *Capítulo 3: Wavefront Sensing and Diagnostic Uses* (en Adaptive Optics for Vision Science: Principles, Practices, Design and Applications, Wiley-Interscience, 1st Ed., 2006).
- [YY07] A. Yariv y P. Yeh. *Photonics: Optical Electronics in Modern Communications* (Oxford University Press, Nueva York, 6th Ed., 2007).
- [ZELH06] H. Zhang, S. M. Eaton, J. Li y P. R. Herman. “Femtosecond laser direct writing of multiwavelength bragg grating waveguides in glass”. *Opt. Lett.* 31, (2006) pág. 3495.
- [Zha05] Y. Zhang. “Nonparaxial propagation analysis of elliptical gaussian beams diffracted by a circular aperture”. *Opt. Commun.* 248, (2005) pág. 317.
- [ZJL03] G. Zhao, X. Ji y B. Lu. “Approximate analytical propagation equations of gaussian beams through hard-aperture optics”. *Optik* 114, (2003) pág. 241.
- [ZSB⁺99] L. Zhu, P. Sun, D. Bartsch, W. Freeman y Y. Fainman. “Wave-front generation of zernike polynomial modes with a micromachined membrane deformable mirror”. *Appl. Opt.* 38, (1999) pág. 6019.